SÉRIE VIII. — TOME I. N° 7. JUILLET-AOUT-SEPTEMBRE 1940.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

I. — UNITÉS ET MESURES. MÉTROLOGIE.

Les étalons nationaux de mesure; BRIGGS L. J. (*Rev. Mod. Phys.*, 1939, **11**, 111-120). — Courte notice dans laquelle est exposée la situation actuelle des étalons de mesure aux États-Unis. L'auteur résume brièvement, pour chaque étalon, les réalisations successives qui ont conduit à la situation actuelle : étalons de longueur et grandeurs dérivés, étalons électriques, étalons de rayonnement (rœntgen international, étalon de radium, étalon de flux d'énergie radiante, étalon de brillance). — R. RICARD.

III. — MÉCANIQUE.

THÉORIES ET ÉTUDES GÉNÉRALES, RELATIVITÉ, GRAVITATION, QUANTA, MÉCANIQUES STATISTIQUES ET ONDULATOIRE.

Fonctions de répartition pour les systèmes semi-classiques; BRIGHT WILSON E. (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 948-950), — On décrit une méthode de calcul des fonctions de répartition des systèmes pour lesquels les opérateurs hamiltoniens se scindent en trois termes, les deux premiers étant des fonctions de deux ensembles de coordonnées différents, le troisième étant un terme de couplage. Les niveaux d'énergie du premier terme sont largement espacés alors que ceux du deuxième sont relativement serrés. Le résultat est une fonction de répartition représentée par une somme étendue aux niveaux espacés et une intégrale de phase pour la contribution des autres, l'effet des termes de couplage étant englobé dans cette intégrale. En application, on montre que le couplage vibration-rotation d'une molécule polyatomique est sans effet appréciable sur les propriétés thermodynamiques, même lorsqu'il a un effet considérable sur la séparation des niveaux énergétiques.

M. BASSIÈRE.

Interaction entre la radiation et la matière; KAR, K. C. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 169-184). —Les lois quantiques de la radiation (émission, absorption, diffusion) sont établies par les principes de la « statistique ondulatoire » (Wave statistics). C'est une généralisation de la conception hydrodynamique de l'espace des phases, qui s'exprime par le théorème classique de Liouville. Celui-ci est complété par une fonction de dissipation permettant de tenir compte de la perte d'énergie des particules par rayonnement.

L. TISZA.

Le spectre β du radium E; SOLOMON J. (*J. Phys.*, 1940, **1**, 161-163). — Examen critique de différentes théories de la désintégration β sur l'exemple du radium *E* qui est l'un des mieux connus.

Sur la théorie des liquides quantiques. Applications à l'hélium liquide I; TISZA L. (*J. Phys.*, 1940, **1**, 164-172). — Définition semi-phénoménologique des liquides quantiques d'où découlent beaucoup de leurs propriétés thermodynamiques et hydrodynamiques. Il existe une corrélation qualitative parfaite entre les propriétés singulières de l'He liquide, et celles du liquide de Bose-Einstein. Ce dernier est superfluide au zéro absolu. En discutant l'écoulement d'un liquide superfluide, on trouve au voisinage des parois solides des particularités qui permettent de comprendre le « grimpage » (creeping) de l'He *II*. Aux températures finies, le liquide de Bose-Einstein dégénéré a un caractère hétérogène : il peut être considéré comme mélange d'une « phase superfluide » et d'une « phase visqueuse ». L'hydrodynamique classique ne garde sa validité, avec une constante de viscosité définie, que sous des conditions particulières. Ces cas particuliers font l'objet de la première partie tandis que l'hydrodynamique générale du liquide dégénéré sera l'objet de la seconde partie.

Sur l'existence des états stationnaires du champ de méson; SCHIFF L. I., SNYDER H. et WEINBERG J. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 315). — L'équation de Pauli-Weisskopf admet des fréquences complexes dans le cas de certains potentiels électrostatiques, comme celui qui est représenté par un trou rectangulaire, suffisamment profond. On montre que, lorsque cette circonstance se présente, l'hamiltonien ne peut plus être rendu diagonal. Les auteurs discutent

quelques analogies et quelques différences existant entre cette théorie et la théorie du positron de Dirac.

B. KWAL.

Comparaison avec l'expérience des formules quantiques de la biréfringence magnétique; NEUGEBAUER T. (*Z. Physik*, 1939, **113**, 115-125). — Les mesures de biréfringence magnétique faites sur les gaz dans le grand électro-aimant de Bellevue (Cotton, Bizette, Tsaî) sont les seules qui pouvaient permettre une vérification de la théorie de l'orientation moléculaire sous sa forme quantique. L'auteur reprenant les formules générales de son article précédent, essaie de les appliquer aux calculs des constantes de Cotton-Mouton de N^2, O^2, NO et H^2.

Pour les trois premiers gaz, il est seulement possible d'estimer l'ordre de grandeur de cette constante. La complication du calcul des polarisabilités paramagnétiques de hautes fréquences donnant lieu à une anisotropie du même ordre que celle provenant du diamagnétisme même, permet seulement, pour N^2, de conclure que la formule donne bien l'ordre de grandeur expérimental. Pour O^2, la difficulté provient du fait que l'écart du multiplet fondamental est plus petit que la séparation des niveaux de rotation moléculaire, tout au plus peut-on en conclure que la théorie redonne bien le signe négatif de cette constante. En ce qui concerne NO, on retrouve la valeur expérimentale sensiblement correcte. Enfin, pour H^2 qui se prête bien aux calculs complets de la constante de Cotton-Mouton, l'auteur trouve qu'elle est extrêmement faible (de l'ordre de 10^{-18}) et, par conséquent, non mesurable, ce qui expliquerait les tentatives infructueuses de Bizette et Tsaï. — M. SCHÉRER.

Théorie de l'effet Cotton-Mouton en Mécanique quantique; NEUGEBAUER T. (*Z. Physik*, 1939, **112**, 257-277). — L'auteur calcule la constante C de Cotton-Mouton en partant de la formule de dispersion d'Heisenberg-Kramers. Le moment électrique et les fréquences de transition étant développés en série suivant les puissances du champ magnétique, les termes quadratiques d'orientation subsistent seuls, d'après la symétrie de l'effet Zeeman (Kronig). Le cas d'un gaz biatomique dont l'écart du multiplet fondamental est très grand est développé en introduisant le moment $(\Lambda + 2\Sigma)\mu$. Une transformation identique à celle effectuée par Van Vleck et un calcul des cosinus directeurs de la molécule à partir des fonctions d'ondes conduisent, pour C, à une formule ne différant de la formule classique que par le remplacement des termes de polarisibilité magnétiques habituels par la somme des susceptibilités diamagnétiques et paramagnétiques de hautes fréquences. Cette molécule biatomique fictive ne permettant aucune comparaison avec les données expérimentales, l'auteur examine le cas des polyatomiques, puis repasse au cas des biatomiques dont le moment magnétique provient du spin seul (cas b de Hund) : pour un multiplet excessivement étroit, la constante C ne dépend plus de ce moment, ce dernier étant d'ailleurs extrêmement découplé de l'axe moléculaire.

Enfin, si la molécule biatomique possède un moment de circulation et un multiplet tout de même très étroit, la constante de Cotton-Mouton contient un terme dipolaire en $\frac{1}{T^2}$ et un terme en $\frac{1}{T}$ pour les polarisibilités diamagnétiques et paramagnétiques de haute fréquence. Une estimation du rapport des ordres de grandeur des termes dipolaires et d'anisotropie conduit à une valeur de l'ordre de 100. La biréfringence magnétique des ions de terre rare est interprétée qualitativement comme provenant d'une anisotropie optique reposant sur les diverses probabilités des différents états magnétiques dans le champ interne à symétrie cubique des ions envisagés.

M. SCHÉRER.

États stationnaires pour les champs scalaires et vectoriels; SNYDER H. et WEINBERG J. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 307). — Les solutions stationnaires de l'équation d'onde relativiste des particules scalaires ne forment pas une suite orthogonale lorsqu'on se trouve en présence d'un champ électrostatique. En dépit de cette circonstance, ces solutions peuvent être employées pour introduire des coordonnées normales. Lorsque le champ d'ondes est représenté par un développement en série de ces solutions stationnaires, alors les règles de commutation pour les amplitudes résultent de celles du champ d'ondes et de l'hypothèse de l'intégrabilité de l'équation classique d'ondes. Des considérations semblables sont appliquées au champ vectoriel.

Les auteurs étudient également le procédé qui consiste à introduire une suite orthonormale de fonctions et un Hamiltonien. — B. KWAL.

Le spectre de l'hydrure de rubidium, RbH. Courbe de potentiel, fonctions d'ondes et distribution d'intensité; GAYDON A. G. et PEARSE R. W. B. (*Proc. roy. Soc.*, 1939, **173**, 37-47). — Dans un précédent Mémoire, un exposé a été fait de l'analyse du spectre de la molécule de l'hydrure de rubidium, le but de ce nouveau Mémoire est d'étudier les courbes de potentiel des constantes observées ainsi que la distribution d'intensité vibratoire de ce spectre. Outre la parabole normale de Franck-Condon, une parabole secondaire très caractérisée et une troisième assez faible pour le RbH, ont été remarquées. Pour les expliquer, il a été nécessaire d'appliquer les méthodes de Mécanique ondulatoire.

Les fonctions de potentiel ont été calculées des constantes moléculaires dérivées de l'analyse du spectre et les courbes de potentiel sont tracées et discutées brièvement.

Les fonctions d'ondes pour les niveaux vibratoires variés d'un oscillateur harmonique ont été calculées pour les deux états électroniques, et celles-ci ont été déformées par une simple méthode pour correspondre approximativement aux courbes de potentiel.

Employant ces fonctions d'ondes, la distribution d'intensité a été calculée. Elle est bien en bon accord avec les observations, mais dans le détail il y a quelques différences. — R. FOUREIX.

Le calcul du déphasage qui intervient dans la diffusion des protons par les protons aux grandes énergies; THAXTON H. M. et HOISINGTON L. E. (*Phys. Rev.*, 1939, **56**, 1194). — La valeur théorique du déphasage de l'onde s, pour une barrière rectangulaire ou représentée par une fonction de Gauss,

est calculée pour les énergies allant jusqu'à 10 MeV. Les deux formes de la barrière donnent lieu aux extrapolations similaires. — B. Kwal.

Champ self-consistant avec échange pour le carbone; Jucys A. (*Proc. roy. Soc.*, 1939, **173**, 59-67). — Dans ce travail sont données les solutions des équations de Fock pour le champ self-consistant avec échange pour les états normaux de C^{+4} et C^{++} et pour toutes les trois configurations (^3P, ^1D et ^1S) provenant de la configuration normale de C neutre. Pour le C neutre, les énergies du groupe $(2s)$ $(2p)$ ont été calculées à la fois sans et avec le terme provenant de la superposition de la configuration $(2p)^4$ sur la configuration normale $(2s)^2$ $(2p)^2$. Des tables de fonctions d'ondes et d'énergies sont données.

R. Foureix.

MÉCANIQUE DES SOLIDES.

Sur la proposition que « l'effort de cisaillement seul est efficace pour produire la rupture élastique »; Guest I. I. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 289-297). — Dans de nombreux articles de publication récente, des auteurs ayant publié comme un fait scientifique bien établi que l'effort de cisaillement seul est efficace pour produire la rupture élastique, l'auteur, après une longue discussion de plusieurs théories, arrive à la conclusion que les divers résultats obtenus sont fortement contre la possibilité de tout critérium dépendant de l'effort de cisaillement seul. Il montre que toute théorie de rupture élastique dépendant des efforts de cisaillement seuls doit être limitée aux matériaux dont les limites d'élasticité pour la tension et pour la compression sont égales et ne peut donc pas être d'une application générale. — R. Ackermann.

Systèmes de tension dans des plaques anisotropes. I.; Green A. E. et Taylor G. I. (*Proc. roy. Soc.*, 1939, **173**, 162-172). — Les équations qui peuvent être utilisées pour un système de tension dans une plaque dont la matière est anisotrope ont été obtenues en 1938 par Huber. Quand la matière a deux directions de symétrie à angles droits dans le plan de la plaque, l'équation pour la fonction de tension prend une forme comparativement simple. Dans ce Mémoire, des solutions en coordonnées polaires de cette équation sont obtenues qui donnent des expressions à valeur unique pour les déplacements, et ces solutions sont appliquées pour compléter la discussion du problème de Michell d'une force isolée agissant en un point interne d'une plaque anisotrope. Les distributions de tension dans certaines matières à anisotropie élevée telles que le chêne et le sapin sont représentées par des diagrammes polaires.

R. Foureix.

Systèmes de tension dans des plaques anisotropes. II.; Green A. E. (*Proc. roy. Soc.*, 1939, **173**, 173-192). — Dans un précédent Mémoire (*Proc. roy. Soc.*, 1939, **173**, 162-172), un nombre de fonctions de tension ont été obtenues qui ont pu être appliquées à résoudre le problème d'une force isolée dans une plaque infinie.

Dans ce deuxième Mémoire sont étudiés des systèmes de tensions dans une plaque semi-infinie. En particulier, une solution est donnée pour le problème général de toute force agissant en tout point, soit à l'intérieur, soit à la limite d'une plaque semi-infinie.

Les tensions dues à toute distribution de force au-dessus d'une plaque semi-infinie peuvent être déduites par intégration.

Les distributions de tension dues à des forces soit à l'intérieur ou à la limite d'une plaque semi-infinie sont illustrées numériquement pour un spécimen de bois de sapin qui est fortement anisotrope.

R. Foureix.

MÉCANIQUE DES FLUIDES.

Sur la thermo-hydrodynamique de fluides parfaitement parfaits. I; van Dantzig D. (*Proc. Amst.*, 1940, **43**, 387-401). — On met sous une forme invariante générale, indépendante de la géométrie métrique, les équations du mouvement d'un fluide parfaitement parfait (en particulier du point de vue relativiste). On montre qu'elles peuvent se déduire d'un principe de variation simple. Celui-ci pose que l'intégrale de la pression étendue à un domaine quadridimentionnel arbitraire de l'espace-temps, sous l'influence d'une déformation entraînant (dragging along) les paramètres chimiques λ^r et le vecteur température ϑ^h, et par suite la congruence des lignes d'univers macroscopiques, est égale à δx^4 fois la chaleur virtuelle de la déformation, dont le flux traverse les limites et pénètre dans U. On démontre quelques autres relations de variations. Dans le paragraphe **4**, on obtient par une spécialisation métrique un résultat dû à Eisenhart et utilisé par Synge.

J. Terrien.

MÉCANIQUES MOLÉCULAIRE ET ATOMIQUE.

Sur la diffusion des gaz à travers les membranes; Ledoux Ch. (*J. École polytechnique*, 1938, **144**, 1-34). — Étude de la vitesse de diffusion apparente des gaz à travers les membranes par une nouvelle méthode d'enregistrement des dilatations et des contractions causées par les variations de la pression atmosphérique et de la température du gaz qui diffuse. Cette étude expérimentale est suivie d'une étude théorique mathématique du phénomène.

G. Laplace.

Théorie généralisée de la diffusion; Hellund E. J. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 319). — L'auteur étend la théorie d'Enskog à des mélanges contenant plus de deux composants. Il évalue, en particulier, les différents coefficients en fonctions des coefficients binaires. La théorie de la diffusion osmotique est envisagée en connection avec l'expérience de Lodschmidt. La théorie est faite de manière à être applicable aux gaz de Maxwell-Boltzmann, Einstein-Bose ou Fermi-Dirac. — B. Kwal.

*

Théorie généralisée de la diffusion. II; HELLUND E. J. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 328). — Le travail précédent de l'auteur est complété par l'étude de la diffusion thermique. Pour obtenir les expressions quantitatives des coefficients, l'auteur fait des hypothèses sur l'interaction entre les molécules. En se plaçant dans l'hypothèse des sphères élastiques, l'auteur donne des formules qui font intervenir les masses et les sections efficaces de choc. — B. KWAL.

Remarques sur la théorie vaculaire de la condensation; KIRKWOOD J. G. (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 908-911). — Cernushi et Eyring ont proposé (*ibid.*, 1939, **7**, 547) une théorie vaculaire de la condensation (hole theory) dans laquelle on applique la théorie des transitions ordre-désordre à un « alliage » liquide de molécules et de cavités. L'auteur rattache cette théorie à celle qu'il a proposée (*id.*, *J. Phys. Chem.*, 1939, **43**, 97) pour les phénomènes critiques de dissolution, en considérant que les cavités sont l'un des constituants d'un mélange binaire molécules-cavités. La théorie vaculaire conduit à des températures critiques beaucoup trop grandes (pour la plupart des liquides non polaires), ce qu'on attribue ici à la modification apportée par les cavités au facteur tenant compte de la vibration réticulaire dans la fonction de répartition. — M. BASSIÈRE.

Distribution moléculaire dans les liquides; KIRKWOOD J. G. (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 919-925). — On développe une théorie de la distribution radiale des molécules dans les liquides composés de molécules sphériques. On étudie les propriétés générales de cette distribution, qui sont trouvées en accord avec les résultats expérimentaux, et montre que le travail de formation d'une cavité de la dimension des molécules, au sein du liquide, est le facteur déterminant de la forme de la courbe de distribution. — M. BASSIÈRE.

IV. — ACOUSTIQUE.

Le résidu, nouvel élément constitutif dans l'analyse subjective du son; SCHOUTEN J. F. (*Proc. Amst.*, 1940, **43**, 356-365). — Les expériences décrites dans un article précédent ont montré que la distorsion non linéaire du son dans l'oreille est le plus souvent négligeable; ce n'est pas elle qui peut expliquer, par exemple, qu'on entende un son ayant la hauteur du fondamental lorsque l'analyse harmonique prouve que ce fondamental a une intensité nulle; ce fondamental n'est pas créé par l'oreille. L'auteur soutient que, en plus des éléments constitutifs qui peuvent être distingués par une oreille exercée ou guidée (fondamental et premiers harmoniques), qui sont entendus comme des sons purs, et correspondent à des vibrations sinusoïdales, l'oreille peut percevoir avec intensité un ou plusieurs éléments qui ne correspondent à aucune vibration sinusoïdale, mais sont la manifestation collective d'un groupe des vibrations qui ne sont pas perceptibles isolément; ces éléments (résidus) n'ont pas le timbre d'un son pur, mais plutôt d'un bruit (sharp tone-quality); l'oreille attribue à un résidu une hauteur qui correspond à la périodicité de la courbe résultant de l'ensemble des harmoniques auxquels est attribuable ce résidu.

A l'appui de cette thèse sont décrites plusieurs belles expériences (dont plusieurs sont des adaptations modernes des expériences de A. Seebeck, 1841-1843). Si, par exemple, on émet une vibration sonore de forme telle qu'elle se décompose harmoniquement en nombreux harmoniques sans fondamental, l'oreille attribue à ce son la hauteur du fondamental; elle distingue par analyse subjective les premiers harmoniques; si ensuite on émet un son complexe analogue mais comportant le fondamental, celui-ci est entendu *distinct* du fondamental perçu précédemment : il a le même timbre de son pur que les harmoniques perçus, et il se superpose au son fondamental, de timbre criard (sharp), qui était déjà perçu précédemment, et qui est lié à la présence des harmoniques de rang élevé : l'oreille entend deux sons différents de même hauteur. D'autres expériences non moins frappantes viennent confirmer l'existence, dans la sensation sonore analysée subjectivement, d'un tel son grave, souvent d'intensité prédominante, lié à l'ensemble des harmoniques de rang élevé, et que l'auteur appelle le résidu.

On esquisse une théorie du son de frappe des cloches; la hauteur de ce son s'expliquerait ainsi : parmi tous les partiels, si certains ont des fréquences multiples d'un même nombre N, leur groupement déterminera un résidu qui est le son de frappe, dont la hauteur est N; il peut ainsi ne pas exister de son de hauteur définie, ou il peut y en avoir plusieurs. — J. TERRIEN.

Diagrammes d'audition; FLETCHER H. (*Rev. Mod. Phys.*, 1940, **12**, 47-65). — Exposé des progrès récemment réalisés dans la technique de l'audition.
R. RICARD.

Vitesses d'ultra-sons et compressibilités adiabatiques des mélanges d'acide acétique et d'eau; SMITH A. W. et EWING L. M. (*J. Chem. Physics.*, 1939, **7**, 632). — Par la méthode de Debye et Sears et celle de Lucas et Biquard, on a mesuré les vitesses d'ondes ultra-sonores de fréquences 7,4 mégacycles-sec à 25° C. dans ces mélanges. La compressibilité adiabatique β a été calculée par l'équation $v = (1/\rho\beta)^{1/2}$, où v est la vitesse, ρ la densité. β est exprimée en dyne^{-1}. — A. GROSS.

Le rayonnement du générateur acoustique à jet d'air déduit de l'observation directe de l'amplitude des vibrations aériennes dans l'oscillateur; HARTMANN J. et LAZARUS F. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 140-147). — La description de ce générateur acoustique a été donnée dans *Phil. Mag.*, 1931, **11**, 926. La tuyère, le jet et l'oscillateur constituent un générateur acoustique rayonnant des ondes dans le milieu environnant. Il convient particulièrement bien pour la production d'ondes sur une gamme de fréquences entre 10 000 et 100 000 p/sec. Le rendement est 4 pour 100 de la puissance nécessaire pour maintenir le jet. Recherches ayant pour objet la mesure du rayonnement total basée sur l'observation directe de l'amplitude des vibrations aériennes dans l'oscillateur. Lorsqu'un jet de vitesse supérieure à celle du

son frappe perpendiculairement une paroi, l'accumulation de l'air en face du jet peut être considérée comme une onde de compression stationnaire dans le jet, c'est l'onde de Riemann dont le front agit comme un miroir très brillant, miroir de Riemann. Un tel miroir se formant devant l'oscillateur du générateur, on montre comment les vibrations aériennes dans l'oscillateur sont rendues visibles à l'aide du miroir et l'on donne des oscillogrammes du front vibrant de l'air dans l'oscillateur. La mesure du rayonnement total du générateur déduite de l'amplitude observée A des vibrations du miroir de Riemann, supposées identiques aux vibrations de l'air dans l'oscillateur, conduit à la formule

$$I = 0{,}0528\,\rho\, d^2 N a,$$

où $a = \frac{A}{2}$, ρ = densité moyenne de l'air dans l'oscillateur, d = diamètre de l'alésage de l'oscillateur, N = fréquence des vibrations. Description d'un appareil donnant la pression absolue moyenne et sa température moyenne dans l'oscillateur, et courbes montrant la distribution de la pression statique, pour trois oscillateurs, ainsi que celles de la distribution de la température. Les courbes permettent de calculer ρ. L'observation de l'amplitude se fait à l'aide d'un banc optique spécial. — R. Ackermann.

V. — ÉLECTRICITÉ.

ÉLECTRICITÉ STATIQUE.

La polarisation diélectrique des liquides polaires; Kirwkood J. G. (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 911-919). — On propose une extension de la théorie d'Onsager dans laquelle on considère que la constante diélectrique est liée à deux moments polaires : le moment μ d'une molécule unique, et le moment $\bar{\mu}$ d'une molécule entourée de ses voisines immédiates, en l'absence de champ extérieur. Le nombre de coordination moyen et la valeur moyenne $\overline{\cos\gamma}$ relative aux angles entre les dipôles voisins s'introduisent comme des facteurs déterminants. La rotation relative des molécules est gênée par leurs actions mutuelles, empêchant $\overline{\cos\gamma}$ d'être nul, et la valeur de ce terme donne une mesure de la corrélation entre les orientations moléculaires. Application au cas de l'eau pour laquelle on trouve une constante diélectrique sensiblement meilleure que par la théorie d'Onsager non modifiée.

M. Bassière.

Sur la valeur absolue du module piézo-électrique principal du quartz; Langevin A. (*J. Phys.*, 1940, **1**, 189-196). — A la suite de la constatation de divergences considérables entre les chiffres obtenus par les différents auteurs pour la valeur du module principal du quartz, l'auteur a entrepris de nouvelles mesures qui ont montré : 1° que les divergences entre les chiffres obtenus ne peuvent s'interpréter que par un défaut de contrôle des lames, des mâcles subsistant en nombre plus ou moins important ou de grosseurs variables; 2° que la valeur réelle du module piézo-électrique du quartz était en réalité, pour une lame pure, légèrement supérieure à $7 \cdot 10^{-8}$ c.g.s.

ÉLECTRICITÉ DYNAMIQUE.

Cellules photovoltaïques à électrodes Ag-BrAg. III. Sensibilisation optique par les colorants; Sheppard S. E., Vanselow W. et Hopp G. P. (*J. phys. Chem.*, 1940, **44**, 411-421). — Recherches sur l'action d'un sensibilisateur optique (cyanine) sur l'effet photovoltaïque avec les électrodes Ag-BrAg.

La lumière, absorbée par le colorant et non absorbée par BrAg, produit des photocourants électroniques relativement importants; le colorant agit comme un accepteur d'halogène, que la radiation soit ou non absorbée par BrAg ou le colorant. La théorie de l'effet photovoltaïque des électrodes Ag-halogénure d'Ag est la suivante : l'effet initial photoélectronique est produit par des photoélectrons libérés de l'halogène et passant dans Ag, puis ensuite se produit une action chimique différée : la combinaison de Ag et de l'halogène, donnant une force électromotrice opposée à l'effet primaire. — P. Henry.

Chaleur spécifique du mercure, de l'indium et du thallium supra-conducteurs; Misener A. D. (*Proc. roy. Soc.*, 1940, **174**, 262-272). — L'application de la thermodynamique à la transition entre les états supra-conducteur et normal en présence d'un champ magnétique conduit à des formules par lesquelles la différence d'entropie et la différence de chaleur spécifique des deux états peuvent être déduites des mesures du champ magnétique seuil. Cependant, l'erreur expérimentale introduite étant grande, on décrit le travail entrepris pour déterminer la différence dans les chaleurs spécifiques avec plus d'exactitude et pour rechercher la variation de la chaleur spécifique avec la température de Hg, In et Tl supraconducteurs. Les courbes de champ seuil pour ces trois éléments furent déterminées exactement par une méthode magnétique depuis le point de transition jusqu'à la température de 1°,1 K. Par la méthode des moindres carrés, des polynomes ont été obtenus qui s'adaptaient à ces courbes dans la limite des erreurs expérimentales, et au moyen desquels on calcula la chaleur spécifique des métaux dans l'état supra-conducteur. Les différences de chaleur spécifique pour Tl sont en très bon accord avec les valeurs déterminées directement par Keesom et Kok. Les courbes montrant la dépendance de la chaleur spécifique de la température sont tracées, elles sont de forme plus simple que celles obtenues antérieurement; la chaleur spécifique n'est négligeable qu'au voisinage du zéro absolu. Les chaleurs spécifiques de Hg et Tl supra-conducteurs suivent une loi en T^3 avec un haut degré d'exactitude; celle de In suit une loi en T^4. — R. Ackermann.

Méthode directe de calibrage d'un couple thermo-électrique cuivre-constantan pour la mesure de différences de température pour une série de température; Burlew J. S. et Smith R. P. (*J. Amer. chem. Soc.*, 1940, **62**, 701-704). — On simplifie les calculs nécessités par la mesure de différences de température avec un couple thermoélectrique pour des températures moyennes t_m en introduisant la fonction

$$\mu = \Delta E(t_2 - t_1) = \alpha + \beta t_m + \gamma t_m^2.$$

Par une méthode directe différentielle de calibrage permettant d'évaluer les paramètres de cette équation, on réduit autant que possible l'erreur due à la non-homogénéité. Pour démontrer la validité expérimentale de cette méthode, on a calibré un couple cuivre-constantan et on l'a comparé à un autre couple identique calibré par la méthode courante : pour une série de différences de température mesurée avec les deux couples, l'écart maximum est de 0°,005, donc inférieur à l'erreur d'expérience possible.

Mme Rumpf-Nordmann.

La théorie et l'application des thermocouples à grande surface; Emmons H. (*J. Frank. Inst.*, 1940, **229**, 29-52). — L'auteur se place dans le cas où la surface des thermocouples est grande et que la température n'est pas uniforme suivant toute la soudure. Dans le cas particulier de deux plaques rectangulaires, les conditions aux limites jointes à l'équation de Laplace pour le potentiel dans le métal, fournissent une solution en termes de séries de Fourier, ce qui permet de calculer la f.é.m. thermoélectrique moyenne. L'auteur applique ce calcul à un certain nombre de cas particuliers ayant des dispositions différentes des électrodes.

Cette théorie est en bon accord avec les expériences faites par N. Bailey (*Mech. Eng.*, 1931, **53**, n° **11**, 717).

M. Surdin.

Sur la détermination directe et semi-directe de la résistance critique des galvanomètres à cadre mobile; Gerszonowicz S. (*Rev. gén. Elect.*, 1940, **47**, 287-294). — L'auteur étudie la précision et les meilleures conditions de mesure de la résistance critique des galvanomètres à cadre mobile; il montre, en particulier, que la mesure directe ne peut donner que des résultats grossièrement approchés, tandis que la méthode semi-directe donne de bons résultats, d'autant meilleurs que l'amortissement à circuit ouvert du galvanomètre est plus faible. L'auteur donne un abaque permettant une détermination très rapide de la résistance critique par la méthode semi-directe et indique le mode d'application de la méthode dans les conditions propres à l'obtention du maximum de précision.

MAGNÉTISME.

Sur les moments nucléaires des isotopes du rubidium et du chlore; Kusch P. et Millman S. (*Phys. Rev.*, 1939, **56**, 527-528). — La méthode de résonance magnétique d'un faisceau moléculaire a été appliquée aux mesures du facteur g de Rb_{87}, Rb_{85}, Cl_{37}, Cl_{35}. Les résultats pour le lithium s'accordent bien avec ceux obtenus précédemment par la méthode des jets atomiques, la précision est de l'ordre de 2 pour 1000. — Schérer.

Les moments magnétiques du proton et du deuton. Le spectre de radiofréquences de H_2 dans divers champs; Kellog J. M. B., Rabbi I. I. et Ramsey N. F. (*Phys. Rev.*, 1939, **56**, 728-742). — Un faisceau de molécules HD ou de D_2 est dispersé par un champ magnétique non uniforme et est refocalisé sur le détecteur par un autre champ non uniforme. Les transitions entre les différents états de quantification sont produits dans un champ H uniforme situé entre les deux premiers champs. Dans l'entrefer de cet électro-aimant un champ oscillant de haute fréquence est produit par deux fils, perpendiculairement au champ constant H. La méthode consiste à faire varier H pour diverses fréquences de l'oscillateur et à observer les minima dans l'intensité du faisceau reçu; la fréquence est liée au champ par la relation $\nu = \frac{\mu H}{hI}$. L'étalonnage de l'appareil est fait en utilisant un faisceau de $C\,Cl_2F_2$. Les minima observés sont attribués à F_2 dont le moment nucléaire μ est connu d'autre part. Les courbes d'intensité du faisceau qui sont données en fonction de H présentent des minima très aigus pour diverses fréquences voisines de la fréquence de Larmor du proton ou du deuton (cette interprétation est appuyée sur le fait que l'on trouve les mêmes groupes de minima avec HD et H_2 ou HD et D_2). De la discussion des probabilités des divers états on tire que le rapport des moments nucléaires du proton au deuton est $3,257 \pm 0,001$ et que $\mu_l = 2,785 \pm 0,03$ magnétons nucléaires.

Schérer.

Hystérésis paramagnétique; Temperley H. N. V. (*Proc. Cambr. Phil. Soc.*, 1940, **36**, 79-83). — La théorie originale de l'hystérésis de Ewing, non applicable dans le cas de métaux, semble pourtant bien applicable dans celui de sels para-magnétiques. Vu l'interaction particulière entre dipôles, une certaine partie d'entre eux est incapable de suivre de petites variations du champ extérieur. L'accord entre la théorie et les expériences est relativement bon, si l'on tient compte du modèle grossier admis dans celle-ci. — B. Gurewitch.

Propriétés de quelques superconducteurs; Shoenberg D. (*Proc. Cambr. Phil. Soc.*, 1940, **36**, 84-93). — Les courbes du champ magnétique critique — température absolue — d'aluminium, de gallium, de thorium et de zinc purs ont été relevées par l'auteur, à l'aide de la méthode d'induction magnétique. Il a trouvé un effet de super-réfrigération particulièrement prononcé dans le cas de l'aluminium, et également, bien qu'à un degré bien plus faible, dans celui du gallium. L'auteur essaie d'interpréter ces résultats.

L'auteur a pu constater que les trois premiers métaux ont des propriétés de super-conductibilité « idéalement privées ». En particulier, le thorium, bien qu'appartenant au groupe de superconducteurs « durs »,

avait une valeur de $dH_c/dT = 190$ gauss/degré K seulement.

Une petite fraction seulement du volume d'un échantillon de titane devenait superconductrice près de 1° K, bien que Meissner eût trouvé qu'un fil de titane avait une résistance nulle à 1°,8 K. L'auteur essaie de donner une explication de cette discordance.

Jusqu'à 0°,3 K et 0°,98 K respectivement, le molybdène et l'uranium ne deviennent pas superconducteurs. Toutefois, dans le cas de l'uranium, une petite fraction du volume devenait superconductrice, comme dans le cas du titane.

B. GUREWITCH.

La méthode de résonance des jets moléculaires dans la mesure des moments nucléaires (Le moment magnétique de $^3Li_6$, $^3Li_7$, $^9F_{19}$); RABI I. I., MILLMAN S, KUSCH P. et ZACHARIAS J. R. (*Phys. Rev.*, 1939, **55**, 526). — Le jet moléculaire passe d'abord dans un fort champ magnétique non uniforme, puis dans un champ uniforme constant H_0 auquel on superpose un champ uniforme oscillant de haute fréquence, enfin il rencontre un troisième champ non uniforme avant d'être admis dans le détecteur. En l'absence des champs uniformes, le faisceau est reçu par le détecteur, car les déviations dues aux deux champs extrêmes se compensent. Le champ constant uniforme découple les moments nucléaires qui subissent une précession de Larmor de fréquence $\nu = \frac{\mu H_0}{hI}$. On détermine la fréquence ν au moyen du champ oscillant dont la direction est perpendiculaire au champ constant : en vue de simplifier l'interprétation on se borne aux molécules dans l'état $^1\Sigma$, ν est de l'ordre de 10^6 cycles/sec; lorsque le champ oscillant est de fréquence ν, les molécules subissent des transitions aux autres états possibles de quantification et la compensation produite pour les deux champs non uniformes n'est plus réalisée, l'intensité de faisceau devient minimum. En pratique, on laisse la fréquence du champ oscillant fixe et l'on fait varier H_0. La méthode a été appliquée à la mesure du rapport $\frac{\mu}{I}$ pour les molécules de $^3Li_6$, $^3Li_7$, F_{19} dans les composés LiF. La connaissance du spin I permet de déduire les μ nucléaires; on trouve respectivement 3,250, 0,820 et 2,6222 magnétons.

SCHÉRER.

Une détermination quantitative du moment magnétique du neutron; ALVAREZ L. W. et BLOCH F. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 111). — La méthode de résonance magnétique de Rabi est appliquée pour permettre la détermination du moment magnétique du neutron. La diffusion magnétique est employée à la place de la déviation dans un champ magnétique non homogène, pour produire et analyser le faisceau polarisé de neutrons. La dépolarisation partielle du faisceau de neutrons est observée lorsque la fréquence de précession de Larmor des neutrons dans un fort champ magnétique est égale à la fréquence d'un faible champ magnétique alternatif, perpendiculaire au champ fort. En supposant que le spin du neutron est égal à 1/2, on tire son moment magnétique de la connaissance de la fréquence de résonance et de la valeur du champ magnétique. Le résultat final est que le moment magnétique du neutron est égal à $1{,}935 \pm 0{,}02$ magnétons nucléaires.

Les auteurs décrivent une nouvelle méthode d'évaluation des moments magnétiques d'après les expériences employant le procédé de résonance magnétique.

B. KWAL.

Nouveau dispositif magnétométrique à compensation; VAKE G. et TRIBULATO G. (*Nuovo Cimento*, 1939, **16**, 441-446). — Dispositif magnétométrique à compensation utilisant comme élément indicateur un fil ferromagnétique parcouru par un courant alternatif de 5 A à 42 p:s, capable de provoquer des effets d'induction dans une petite bobine convenablement disposée quand le champ magnétique terrestre n'est pas exactement compensé. La constatation de l'effet et de sa disparition avec la disparition de la composante du champ terrestre dirigée dans le sens du fil — sens vertical — se manifestait en connectant les bornes de la bobine à un amplificateur et à un haut facteur ou à un oscillographe cathodique. La compensation exacte était produite par un champ magnétique auxiliaire obtenu par deux solénoïdes : le premier parcouru par un courant constant I de l'ordre de 20 mA compensait grossièrement, par le champ magnétique qu'il engendrait, la composante verticale du champ terrestre, et le second, parcouru par un courant supplémentaire i de l'ordre de 1 mA dans le même sens que le courant I achevait la compensation vigoureuse. Le dispositif adopté est équivalent, pour la production du champ compensateur, à un solénoïde unique parcouru par un courant $I + i$ de 21 mA. Les expériences faites jusqu'ici ont démontré que la méthode permet d'atteindre dans les mesures de la composante verticale du champ terrestre la précision d'environ 10 γ.

R. ACKERMANN.

COURANTS ALTERNATIFS.

Construction des quadripoles à réactances produisant des pertes d'insertion caractéristiques, applications aux calculs de filtres; DARLINGTON S. (*J. Math. Phys.*, 1939, **17**, 257-351). — La caractéristique de cette synthèse est d'exprimer les pertes d'insertion par une fonction inverse des fréquences afin de déterminer les éléments constituants du quadripôle.

La première chose à faire est le choix même de cette fonction; on se base sur les considérations suivantes : 1° elle doit présenter une suppression suffisante des fréquences à absorber; 2° la forme de cette fonction doit conduire à un réseau économique eu égard au nombre d'éléments constituants; 3° elle doit correspondre usuellement à une structure particulière telle que treillis ou échelle. On calcule ensuite les impédances d'ouverture et celles du court-circuit et l'on en déduit les éléments constituants. L'auteur

montre enfin comment il faut modifier la théorie pour tenir compte des parties réelles des impédances.
M. Schérer.

Note sur la méthode Carey-Foster de mesure d'une inductance mutuelle à l'aide d'un condensateur; Tyler E. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 162-168). — L'auteur indique trois méthodes graphiques permettant le calcul de l'inductance mutuelle et de la self-inductance du secondaire, connaissant les valeurs des résistances et des capacités nécessaires à équilibrer le pont. — M. Surdin.

Emploi d'un tube électronique amplificateur comme élément d'impédance variable; Chireix H. (*Rev. gén. Élect.*, 1940, **47**, 317-321). — Après avoir signalé le parti que l'on peut tirer d'un tube amplificateur à pente variable, pour régler la valeur d'une admittance variable, l'auteur précise les propriétés des composantes d'une telle admittance et analyse trois montages pour chacun desquels il détermine les conditions à réaliser en vue d'obtenir les valeurs optima de ces composantes.

Application des propriétés de trois types de déterminants au calcul des fréquences propres de systèmes oscillants couplés; Parodi M. (*Rev. gén. Élect.*, 1940, **47**, 358-363). — L'auteur étudie les propriétés de trois types de déterminants fonctions d'une variable et donne une expression simple des valeurs de celle-ci qui annulent ces déterminants; il montre ensuite que ces résultats permettent de calculer les fréquences propres de divers ensembles constitués par des circuits électriques couplés, fréquences qui sont, en général, déterminées par le calcul symbolique d'Heaviside.

OSCILLATIONS ET ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES.

Oscillations de Barkhausen-Kurz avec ions positifs; Elliott W. S. et Ratcliffe J. A. (*Nature*, 1940, **145**, 265-266). — Les auteurs obtiennent des oscillations de Barkhausen-Kurz de 500 m de longueur d'onde par l'emploi d'ions positifs lourds au lieu d'électrons, dans une triode cylindrique. La production des oscillations ne requiert pas la présence de quelque circuit extérieur accordé, et la fréquence est uniquement déterminée par les conditions de fonctionnement de la triode. Dans le cas des oscillations faibles, la formule du temps de transit de Scheibe se montre valable. On a pu observer divers types d'oscillations pour diverses conditions de fonctionnement.
L. Brüninghaus.

Considérations sur l'effet des charges d'espace dans un magnétron; Moullin E. B. (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1940, **36**, 94-100). — Le calcul simple d'un magnétron à champ magnétique longitudinal montre que le courant anodique doit s'annuler quand le champ magnétique dépasse la valeur critique. Or, expérimentalement, même pour des champs de plusieurs fois supérieurs au champ critique, le courant anodique n'est pas nul. C'est ce phénomène que l'auteur cherche à expliquer en faisant intervenir les charges d'espace. Le calcul fait pour un magnétron à plans parallèle et cylindrique montre que l'on ne peut pas expliquer le courant restant en faisant intervenir les charges d'espace. Il se pourrait que ce courant soit dû à l'excentricité du filament, mais on ne connaît pas les solutions mathématiques exactes de ce problème. — M. Surdin.

Secret des communications par inversion des syllabes; Marro M. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 205-207). — Les expériences ont montré que si le nombre des inversions est supérieur à 100 par seconde, la parole devient incompréhensible; à la réception on rétablit la syllabe par un dispositif analogue à celui utilisé pour l'inversion. — M. Surdin.

ÉLECTROTECHNIQUE.

Étude en régime permanent de divers diviseurs de tension capacitifs; Mauduit A. (*Rev. gén. Élect.*, 1940, **47**, 355-358). — L'auteur étudie le fonctionnement en régime permanent des diviseurs de tension mettant en jeu différentes sortes de capacités. Il décrit d'abord le dispositif ayant servi à ses essais, puis donne les résultats obtenus avec divers types de chaînes d'isolateurs, utilisant soit des isolateurs à capot et à tige, des isolateurs Hewlett ou même des condensateurs à plateaux et des éclateurs à sphères. Il en conclut que, pour réaliser un diviseur de tension correct avec des capacités en série, il faut éviter toute ionisation ou toute production d'effluves dans la partie du circuit à haute tension voisine de la partie soumise à la basse tension.

Détermination de la tension optimum pour l'alimentation des appareils électriques d'avions; Grant V. H. et Peters M. F. (*Bur. Stand. J. Research*, 1939, **23**, 485-496). — En vue de la standardisation de l'équipement électrique des avions, les auteurs ont établi des équations donnant la tension d'alimentation optimum. Ces équations tiennent compte du poids des batteries, générateurs, câbles, etc. Cette étude, appliquée à cinq types d'avions, a permis de fixer la tension d'alimentation optimum à 24 V.
M. Surdin.

ÉLECTRONIQUE.

Les constantes atomiques. Réévaluation et analyse du désaccord; Dunnington F. G. (*Rev. Mod. Phys.*, 1939, **11**, 65-83). — Les trois constantes atomiques fondamentales, à savoir : la charge e de l'électron, sa charge spécifique $\frac{e}{m_0}$ et le rapport $\frac{h}{e}$, peuvent être calculées à partir de diverses données expérimentales. Suivant les données adoptées pour

le calcul des trois constantes, on obtient des valeurs différentes. L'auteur expose les raisons qui conduisent à la meilleure évaluation des constantes atomiques à partir des données expérimentales, recherche l'origine des divergences qui paraissent irréductibles, indique enfin dans quel sens il convient d'orienter les recherches nouvelles afin de résoudre cette difficulté.

R. RICARD.

Constantes thermioniques du tungstène en fonction de la direction cristallographique; NICHOLS M. H. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 297-307). — Description d'une méthode permettant la recristallisation d'un fil de W, et d'obtenir un long cristal unique orienté de sorte que l'une des faces diagonales soit parallèle à l'axe du fil. On trouve que l'émission thermionique satisfait à la formule de Richardson

$$i_0 = A^* T^2 \exp.\left(-\frac{e\varphi_0}{KT}\right)$$

avec :

$\varphi_0 = 4{,}35$ V pour la direction (111);
$\varphi_0 = 4{,}65$ V pour la direction (110);
$A^* = 125$ pour les directions (112) et (001);
$A^* = 15$ pour la direction (110).

Une tentative d'explication de la faible valeur de A^* est donnée. Les valeurs de φ et de A^* généralement adoptées seraient une moyenne statistique des valeurs relatives aux différentes faces du cristal.

M. SURDIN.

Émission thermionique, migration et évaporation de Ba sur W; BECKER J. A. et MOORE G. F. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 129-139). — Quand on dépose du Ba sur W, l'activité thermionique du tungstène croît, passe par un maximum, puis décroît. On trouve généralement que l'émission maximum correspond à une couche monoatomique de Ba. Néanmoins, les résultats expérimentaux des auteurs montrent que certaines régions du filament nécessitent cinq fois plus de Ba que d'autres, pour l'émission optimum. D'après les clichés, on voit que la vitesse d'évaporation et de migration dépend de l'état cristallin de la surface, de la température et de la quantité de Ba. On a observé la migration de Ba sur W à partir de 970° K, l'évaporation à partir de 1025° K. Les mesures de l'émission électronique, après évaporation complète de Ba, montrent que le filament a été contaminé par un corps électronégatif probablement de l'oxygène.

M. SURDIN.

Note sur l'effet Schottky; WHEATCROFT E. L. F. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 16-17). — L'auteur a mesuré le courant thermionique de saturation de deux triodes Mazda B. 11, et a tracé sa courbe de variation avec le potentiel anodique entre 200 et 1800 V. Il trouve que la formule de Schottky $\log I = \log I_0 + b\sqrt{V}$ (où V est le potentiel, I le courant de saturation) correspond mieux aux résultats expérimentaux que la formule de Gill $I = I_0(1 + b\sqrt{V})$. — M. SURDIN.

Cellules photoélectriques sensibles aux radiations de grandes longueurs d'onde. La cellule au sulfure de bismuth; FINK C. G. et MACKAY J. S. (*Trans. amer. Electrochem. Soc.*, 1940, **77**, 155-181). — Étude générale des cellules photoélectriques. On décrit, en particulier, une nouvelle cellule à base de sulfure de bismuth S_3Bi_2 qui fournit 80 pour 100 de son activité dans la région infrarouge du spectre et donne 5 μA par lumen. — G. LAPLACE.

Électrons Auger et électrons secondaires de rayons X de l'or; MAYO R. L. et ROBINSON H. R. (*Proc. Roy. Soc.*, 1939, **173**, 192-200). — Une anticathode d'un élément quelconque bombardée par des rayons X libère des électrons se partageant en deux groupes : le groupe des « électrons de rayons X », ou électrons éjectés par différents niveaux de rayons X de l'élément par l'action directe d'un quantum de la radiation X incidente et le groupe des « électrons Auger » prenant naissance dans les atomes ayant perdu un électron de rayon X, comme résultat de nouveaux arrangements « sans radiations » internes plus ou moins compliqués de la structure extranucléaire. Mesures à l'aide du spectrographe magnétique des énergies et des intensités relatives approximatives des électrons Auger émis par des atomes d'or ionisés dans leurs niveaux L. Le nombre des raies Auger identifiées est faible, preuve d'une structure non résolue dans ce spectre, produisant l'effet par places d'un fond pratiquement continu; des méthodes plus puissantes seront nécessaires pour éclaircir le spectre complet Auger. Les mesures des électrons de rayons X ont permis de déterminer une nouvelle valeur de $\frac{h}{e}$ égale à $1{,}3806 \cdot 10^{-17}$ (e en U.E.S.).

R. ACKERMANN.

Une analogie mécanique du mouvement des électrons dans les gaz; YAMOLD G. D. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 47-51). — Le mouvement des électrons soumis à un champ électrique uniforme, dans un milieu gazeux, est représenté par le mouvement d'une bille en acier roulant sur un plan incliné en bois dur, dans lequel on a cloué des clous représentant les molécules du gaz. L'auteur donne la distribution des vitesses pour différentes inclinaisons du plan.

M. SURDIN.

Diffusion élastique des électrons dans les gaz; MAC MILLEN J. H. (*Rev. Mod. Phys.*, 1939, **11**, 84-110). — Résumé des travaux et des recherches entrepris depuis une quinzaine d'années et concernant la diffusion élastique des électrons par les molécules gazeuses : recherches théoriques, méthodes expérimentales et principaux résultats. — R. RICARD.

Sur les intensités des anneaux de diffraction d'électrons; BLACKMAN M. (*Proc. Roy. Soc.*, 1939, **173**, 68-82). — Cette étude a pour but principal de rechercher l'intensité des anneaux de diffraction d'un film polycristallin mince. L'expérience n'est pas en concordance avec la théorie. Il est établi que la théorie cinématique applicable quand la diffusion est suffisamment petite ne l'est pas pour des films minces avec des électrons rapides. — R. FOUREIX.

ÉLECTRICITÉ DANS LES GAZ. IONISATION. DÉCHARGE.

Étude des collisions entre molécules gazeuses et électrons lents; HENRY L. A. M. (*Bull. Acad. roy. Belg.*, 1939, **25**, 256-268). — Description de l'appareillage utilisé pour l'étude des collisions entre molécules gazeuses et électrons par la méthode dynamique : pompes à vide très poussé, jusqu'à 10^{-7} mm de Hg, canalisations, joints, robinets, et surtout jauges pour la mesure des pressions.

G. LAPLACE.

Analyse des données concernant la diffusion des protons par les protons; CREUTZ E. (*Phys. Rev.*, 1939, **56**, 893). — L'objet du travail de l'auteur est de calculer les coefficients qui interviennent dans les formules théoriques, pour les tensions jusqu'à 50 keV et pour les angles, tous les 2°,5, entre 15° et 45°. Les auteurs adoptent ensuite les données expérimentales de Heydenberg, Hafstad et Tuve, en se servant de la théorie des moindres carrés. — B. KWAL.

VI. — OPTIQUE.

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE.

Sensitomètre monochromatique à éclairement variable; EVANS C. H. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1940, **30**, 118). — L'appareil se compose d'abord d'un monochromateur double à réseaux, puis du sensitomètre proprement dit : un dispositif mécanique permet de maintenir les axes optiques d'entrée et de sorties parallèles pour toutes les longueurs d'onde. Le sensitomètre n'est pas, à proprement parler, à éclairement variable, car l'intensité est graduée au moyen d'un secteur tournant assurant des éclairements intermittents de fréquence variable; mais on s'est appuyé sur des expériences de Webb qui ont établi qu'au-dessus d'une certaine fréquence critique, il n'y a plus d'écart de réciprocité. Une pile thermoélectrique permet de mesurer l'énergie reçue derrière la fente de sortie en fonction de la longueur d'onde; on obtient ainsi la sensibilité spectrale des émulsions; l'appareil est utilisable entre 3500 et 11 000 Å. — Mme A. VASSY.

Les instruments optiques de mesure et les aberrations; BIOT A. (*Rev. Quest. sc.*, 1939, **116**, 352-364). — Après une revue rapide des aberrations des systèmes optiques, l'auteur indique la manière dont s'effectuent les mesures et il en tire des conclusions pratiques. — M. LECAT.

Traitement d'objectifs photographiques au moyen de films faiblement réflecteurs; CARTWRIGHT C. H. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1940, **30**, 110). — Les réflexions de la lumière incidente sur les diverses surfaces de séparation air-verre d'un objectif composé conduisant non seulement à une perte de lumière mais à des effets nuisibles (lumière diffusée, images parasites), on a cherché à y remédier en ternissant artificiellement ces surfaces; le calcul ayant montré qu'il fallait réaliser un film d'épaisseur égale au quart de la longueur d'onde moyenne, on a déposé par évaporation un film de fluorure métallique (de Ca en particulier); l'opération était arrêtée lorsque la réflexion de la lumière blanche semblait minimum; le facteur de transmission mesuré avant et après, a passé en moyenne de 60 à 90 pour 100. Des photos, effectuées dans des conditions reproductibles, montrent que la rapidité de l'objectif a sensiblement doublé et que les effets de halo et images parasites produits par une source lumineuse intense située dans le champ sont considérablement diminués. Le contraste est légèrement augmenté. Cette méthode paraît fort avantageuse pour tous les systèmes optiques comprenant de nombreuses surfaces, et où les halos sont particulièrement nuisibles. — Mme E. VASSY.

OPTIQUE PHYSIQUE.

Théorie de l'effet Cotton-Mouton en mécanique quantique; NEUGEBAUER T. (*Z. Physik*, 1939, **112**, 257-277). — Cf. **1**, 106 D.

Comparaison avec l'expérience des formules quantiques de la biréfringence magnétique; NEUGEBAUER T. (*Z. Physik*, 1939, **113**, 115-125). — Cf. **1**, 106 D.

Sur le calcul de la correction d'absorption dans les mesures de la diffusion moléculaire de la lumière; PUTZEYS P. et DORY E. [*Ann. Soc. sc. Bruxelles*, 1940, **60**, I (*Math.-Phys.*), 37-44]. — Le calcul effectué par Putzeys et Brosteaux (1935) étant erroné, le présent travail a pour objet d'établir les équations rigoureuses permettant de calculer la correction susdite à partir du coefficient de transmission de la solution. On discute les circonstances expérimentales facilitant un résultat précis et l'on montre l'avantage de concentrer la lumière incidente dans un espace diffusant aussi petit que possible. On expose les conditions dans lesquelles les équations se simplifient. — M. LECAT.

Sur la théorie de la diffusion de la lumière; PARTHASARATHY S. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 148-153). — Une série de théories ont été proposées pour expliquer la polarisation anormale de la diffusion observée par Krishnan dans les mélanges binaires au voisinage du point critique. En particulier, on a admis l'existence des émulsions ou des « amas moléculaires ». D'après l'avis de l'auteur, les expériences de Krishnan ne présentent pas un effet nouveau, mais peuvent être expliquées par la convergence du faisceau lumineux. En effet, on peut rendre compte quantitativement de ces mesures, en utilisant les formules de Gans, concernant la variation de la dépolarisation en fonction de l'ouverture.

L. TISZA.

RAYONNEMENT. LUMINESCENCE.

Calcul du facteur de transmission du rayonnement ultraviolet à travers l'eau; BENFORD F. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1940, **30**, 133). — Cette étude préliminaire a été entreprise pour des recherches biologiques. La source est un arc au Hg en quartz, le récepteur une cellule photoélectrique munie d'un filtre qui laisse passer la lumière entre 3000 et 4000 Å. Les mesures sont faites dans une cuve de 3,60 m de long en déplaçant la cellule de 25 en 25 cm. Le rayonnement utilisé étant composite, il ne peut être question de donner un facteur de transmission vrai : une courbe résume les résultats. — Mme E. VASSY.

Table des fonctions de Planck (rayonnement et nombre de photons); LOWAN A. N. et BLANCH C. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1940, **30**, 70). — Fonction donnant le rayonnement total ou sa répartition spectrale. Dans un premier tableau, ces fonctions sont mises sous la forme

$$\frac{R_\lambda}{R_{\lambda\,max.}} = f.10^9, \qquad \frac{N_\lambda}{N_{\lambda\,max.}} = g.10^9,$$

et l'on donne les valeurs de f, g, Δf, Δg, pour environ 150 valeurs de λT comprises entre 0,050 et 2,00; ensuite un deuxième tableau, relatif à une température de 1000° K, donne les mêmes quantités en fonction de λ; dans un troisième tableau, le calcul des quantités précédentes est fait pour 1000° K, 1500, 2000, 2500, 3000, 3500 et 6000° K. — Mme E. VASSY.

Opalescence critique dans les liquides soit miscibles, soit séparés en deux couches; MONVAL P. M. et QUIQUEREZ (*Koll. Z.*, 1939, **88**, 140-144). — On sait que des liquides tels que l'alcool éthylique aqueux et le toluène ne sont miscibles qu'à des T critiques; alors le mélange est plus ou moins opalescent; le degré de l'opalescence à la T critique dépend de la différence entre les indices de réfraction des deux liquides; lorsque cette différence est voisine de 0,03, comme dans le cas de l'alcool éthylique aqueux avec du pentane, l'opalescence est nulle; lorsque la différence est voisine de 0,1 ou au-dessus, comme dans le cas de l'alcool éthylique avec du benzène, l'opalescence est forte. — G. MALFITANO.

SOURCES DE LUMIÈRE. PHOTOMÉTRIE.

Lampe au tungstène de grande puissance; BEUTLER H. et METROPOLIS N. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1940, **30**, 115). — Le filament est une bande épaisse de tungstène, dans une atmosphère d'argon à la pression atmosphérique; un baromètre et une valve de sûreté permettent de maintenir la pression constante même quand le filament chauffe; l'enveloppe est en pyrex avec fenêtres planes soudées à la picéine; un refroidissement par l'eau est indispensable. Afin d'avoir une durée de vie suffisante, on travaille à une température d'environ 3000° K obtenue avec un courant de 150 A fourni par un transformateur consommant 10 A sous 240 V.

Mme E. VASSY.

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. STÉRÉOSCOPIE. ÉCLAIRAGISME.

Éclairement sous-marin en unités photométriques; UTTERBACK C. L. et WILSON R. E. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1940, **30**, 136). — L'appareil utilise une cellule munie d'un filtre de façon à reproduire à peu près la sensibilité de l'œil; il a été étalonné en lux, et corrigé de l'effet de la température. Deux filtres supplémentaires permettent d'isoler le bleu et le vert. Un tableau résume les observations effectuées en divers points de la côte à différentes profondeurs.

Mme E. VASSY.

Études anatomiques comparées de l'œil et en particulier des photorécepteurs; DETWILER S. R. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1940, **30**, 42). — Discussion de certains caractères morphologiques de la rétine (répartition des cônes et des bâtonnets, fovéa centrale) chez les Vertébrés. L'auteur a constaté une prédominance très nette, tendant même à l'exclusivité, des bâtonnets chez les animaux nocturnes. Étude de l'influence de la structure rétinienne sur l'acuité visuelle. Essai d'explication du rôle de la fosse fovéale. Nombreuses illustrations. — Mme E. VASSY.

Facteurs de luminosité spectrale; GIBSON K. S. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1940, **30**, 51). — Ce terme de « luminosité » remplace le terme visibilité utilisé jusqu'ici pour désigner le rapport du flux lumineux (exprimé en lumens) au flux rayonnant (exprimé en watts). En fait, la détermination des facteurs de luminosité spectrale se ramène à la détermination de la courbe de sensibilité spectrale de l'œil (facteur de visibilité relative). On rappelle, dans cet article, les méthodes possibles de photométrie hétérochrome (égalité de brillance, acuité visuelle, fréquence critique et photomètre à papillotement), et les diverses déterminations de la courbe de sensibilité de l'œil.

Par la suite, divers Congrès internationaux ont fixé la courbe des facteurs de visibilité. Certaines critiques ayant été faites par l'école allemande, après un nouvel examen de la question, l'auteur estime, en accord avec le dernier Congrès international de l'Éclairage, qu'il n'y a aucune raison valable de réviser les valeurs adoptées jusqu'ici.

Mme E. VASSY.

Visibilité au-dessus du seuil; LUCKIESH M. et MOSS F. K. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1940, **30**, 62). — Il s'agit de la visibilité des objets dans des conditions de contraste et de brillance légèrement plus favorables que celles du seuil. On définit une échelle de visibilité dans cette région. Description d'un instrument destiné à mesurer la visibilité. Influence des aberrations chromatiques et de la distorsion.

Mme E. VASSY.

RADIATIONS. SPECTROSCOPIE.

Interaction entre la radiation et la matière; KAR, K. C. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 169-184). — Cf. **1**, 105 D.

Tables des raies ultimes; WILLIAMS A. T. (*An. Assoc. Quim. Arg.*, 1939, **27**, 178-219).

Estimation de l'absorption de l'air dans l'extrême ultra-violet; SCHNEIDER E. G. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1940, **30**, 128). — Les mesures s'étendent de 1600 à 380 Å; la source, très riche en raies, est une étincelle condensée sous 25 000 V entre électrodes au carbure de W; on a utilisé un réseau de 1 m; l'air était maintenu dans l'appareil à des pressions variant de 0,1 à 0,005 mm par pompage constant; les spectres ont été pris sur plaques huilées, graduées par la méthode de l'inverse carré. Un tableau donne les coefficients d'absorption ramenés à la pression atmosphérique, bien que des réserves soient faites sur la validité de cette opération. Les bandes de l'oxygène apparaissent jusqu'à 800 Å; ensuite, se présentent d'autres bandes attribuées à l'azote. Discussion à propos de la région relativement transparente 1000-1200 Å. La précision est en moyenne de 25 pour 100. — Mme E. VASSY.

Fonction rotationnelle partitive de la molécule d'eau; STEPHENSON C. C. et MC MAHON H. O. (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 614-615). — La contribution rotationnelle à la fonction partitive de la molécule d'eau a été calculée pour les températures jusqu'à 298°,1 K, en intégrant les niveaux d'énergie expérimentaux de Randall, Dennison, Guisburg et Weber (*Phys. Rev.*, 1937, **52**, 160). Les résultats sont comparés à ceux d'un rotateur rigide et la contribution de l'élargissement est déterminée. La correction d'élargissement de E. Bright Wilson, calculée théoriquement, se compare de façon très satisfaisante avec les valeurs obtenues en intégrant les états d'énergie. A. GROSS.

Le spectre de l'hydrure de rubidium; GAYDON A. G. et PEARSE R. W. B. (*Proc. Roy. Soc.*, 1939, **173**, 28-36). — Dans cette analyse, les auteurs montrent que le spectre de l'hydrure de rubidium est très semblable sous tous les rapports aux spectres des autres hydrures des métaux alcalins. Un spectre de bandes attribué à l'hydrure de rubidium a été observé dans un tube à vide contenant du rubidium métallique et de l'hydrogène. Une photographie de ce spectre a été prise et une analyse rotatoire et vibratoire a été faite.

Le spectre est du type à « raies multiples » caractéristique des hydrures des métaux alcalins et est produit par une transition électronique $^1\Sigma \rightarrow {}^1\Sigma$.

Le système de bande est fortement dégradé à de plus longues longueurs d'ondes correspondant à un grand changement de la fréquence vibratoire; ω_e est 936,77 cm^{-1} pour l'état électronique initial et 244,6 cm^{-1} pour l'état excité.

Les constantes associées avec la vibration et la rotation de la molécule ont été calculées pour l'état électronique initial et l'état électronique excité. L'état excité montre des anomalies similaires à celles observées pour les autres hydrures des métaux alcalins. — R. FOUREIX.

Le spectre de l'hydrure de Rubidium, Courbes de Potentiel, fonctions d'onde et [illegible] bution d'intensité; GAYDON A. G. et PEARS[illegible] (*Proc. Roy. Soc.*, 1939, **173**, 37-47). — Cf. [illegible]

Les bandes λ = 3400 de PH et de PD. ISHAQUE M. et PEARSE R. W. B. (*Proc. Roy. Soc.*, 1939, **173**, 265-277). — On a photographié la bande de PD analogue à la bande λ 3400 de PH. On a fait une analyse de sa structure et les constantes du spectre de bande ont été évaluées. La bande de PH a été photographiée avec la même dispersion et remesurée. Les résultats sont donnés.

Un catalogue des nombres d'ondes avec des intensités dosées et une classification a été préparé et placé dans les archives de la « Royal Society ». R. FOUREIX.

Le spectre d'absorption infrarouge du tétradeutéroéthylène; CONN G. K. T. et SUTHERLAND G. B. B. M. (*Proc. Roy. Soc.*, 1939, **172**, 173-193). — La molécule d'éthylène possède 12 modes de vibrations fondamentales, mais si 7 d'entre elles ont pu être identifiées, pour les 5 autres les divers chercheurs sont en désaccord. C'est pourquoi les auteurs ont repris la question, d'une part en examinant des régions du spectre infrarouge peu ou mal étudiées, d'autre part en utilisant le dérivé deutérosubstitué C_2D_4 (préparé par de Hemptinne et ses élèves qui en ont déterminé le spectre Raman). Le spectre de C_2D_4 a été enregistré avec une assez grande dispersion entre 1 et 19 μ (réseaux).

Pour interpréter les résultats obtenus, les auteurs proposent d'utiliser les notations suivantes (pour représenter les modes de vibration de C_2H_4 et C_2D_4) : ν désigne une vibration dans laquelle les mouvements des atomes se font suivant les liaisons joignant les atomes; δ représente une vibration dans laquelle les mouvements se font perpendiculairement à ces liaisons. Le signe + signifie qu'une réflexion des coordonnées par rapport à un certain centre de symétrie laisse la vibration inchangée. Le signe — signifie que la même opération modifie la phase d'une demi-période. On utilise successivement comme plans de symétrie : 1° celui qui passe par le centre de symétrie de la molécule et perpendiculaire à l'axe C-C; 2° celui qui passe par l'axe C-C et est perpendiculaire au plan de la molécule ; 3° le plan de la molécule.

Ces conventions faites, le tableau suivant résume l'interprétation par les auteurs des fréquences fondamentales de C_2H_4 et C_2D_4.

C_2H_4.	C_2D_4.		C_2H_4.	C_2D_4.	
1626	1515	ν_0 (+++)	(1020)	(727)	δ (+−+)
3020	2251	ν_1 (+++)	(1075)	2304	ν (−−+)
1343	981	δ (+++)	(1030)	(844)	δ (−−+)
2988	2199	ν (−++)	950	722	δ (++−)
1444	1081	δ (−++)	943	780	δ (−+−)
3107	2353	ν (+−+)	(700)	(500)	δ (−−−)

Les auteurs représentent également par des schémas

les modes de vibration correspondants. Diverses bandes de combinaison sont également interprétées.
R. FREYMANN.

Fluorescence du diacétyle : rendement quantique et extinction par l'iode; FULLER H. Q., PHILLIPS L. W. et ALMY G. M. (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 973). — On trouve les rendements quantiques suivants : 0,033 (4358 Å), 0,0058 (4047 Å) et 0,29 (3650 Å); la petitesse de la seconde valeur s'explique par l'apparition de prédissociation vers 4100 Å. La fluorescence est supprimée par des traces d'iode; 1 mol d'iode supprimant la fluorescence de 20 à 30 mol de diacétyle. — M. BASSIÈRE.

Intensités des transitions électroniques dans les spectres moléculaires VIII *a*. **Chaines moléculaires de polyènes conjugués à nombre impair et colorants organiques (avec remarques sur l'anisotropie optique et les intensités Raman)**; MULLIKEN R. S. (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 570-572). — En utilisant l'approximation moléculaire orbitale LCAO de Hückel, on trouve que les niveaux électroniques excités inférieurs, les spectres électroniques à grande longueur d'onde, etc., doivent avoir les mêmes caractéristiques spéciales en ce qui concerne les chaînes moléculaires de polyènes à nombre d'atomes pair ou impair dans la chaîne conjuguée. Les caroténoïdes (étudiés précédemment) sont des exemples de chaînes à nombre pair. Beaucoup de molécules colorantes (par exemple certains sensibilisateurs dans l'infrarouge) sont des sels dont l'ion positif est fixé sur une chaîne conjuguée à nombre impair avec un atome d'hydrogène à chaque extrémité. Leur spectre doit être analogue à celui des caroténoïdes sous réserve de l'influence du phényle et autres groupes non saturés lorsqu'ils se trouvent dans les chaînes conjuguées. — A. GROSS.

Erratum et addendum; spectre de vibration et structure moléculaire VII. Études dans l'infrarouge lointain sur les vapeurs de quelques acides carboxyliques; HERMAN R. C. et HOFSTADTER R. (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 630). — Dans la publication sous ce titre d'un précédent article (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 630), il est dit par erreur que la chaleur d'association de l'acide *d-propionique* est indépendante de la constante d'absorption. Cette remarque serait exacte si la quantité P_D qui intervient dans l'équation $K_P = \dfrac{\left(1 - \dfrac{P_D}{P}\right)^2 P}{\dfrac{P_D}{P}}$ était maintenue constante en ajustant la pression et la température.
A. GROSS.

Transition électronique du type des séries de Rydberg dans les spectres d'absorption des hydrocarbures; CARR E. P. et STUCKLEN H. (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 631). — 70 carbures oléfiniques ont été examinés, ils présentent tout un groupe de bandes d'absorption étroites et diffuses entre 43 000 et 53 000 cm^{-1}, et la position de la première bande dans chaque composé est déterminée par le nombre de liaisons de groupes alcoyle aux atomes de carbone de la double liaison, mais est indépendante de la nature du groupe. La position de la bande en fonction du nombre d'alcoyles est sensiblement une droite et c'est ce qui permet de montrer la possibilité d'une transition électronique dans l'éthylène et ses dérivés.
A. GROSS.

Les bandes harmoniques N-H du pyrrol à $\lambda = 9900$ Å et la structure de la molécule de pyrrol; ZUMWALT L. R. et BADGER R. M. (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 629-630). — Pauling (*J. Amer. Chem. Soc.*, 1936, **53**, 94) et Freyman (*C. R.*, 1937, **205**, 852) avaient attribué les trois bandes λ 9818, λ 9890 et λ 9961 à trois espèces de molécules. L'auteur ayant repris des clichés, croit à des états excités différents, car avec une faible dispersion l'élévation de la température (150° à 250° C) montre pour λ 9890 et λ 9961 des augmentations d'intensité respectivement moyenne et grande par rapport à λ 9818. De ce fait, il est clair que la bande principale vient probablement de l'absorption du niveau de base et les deux autres d'états excités différents. — A. GROSS.

Le spectre de l'hydrure de rubidium RbH. Courbes de potentiel, fonctions d'ondes et distribution d'intensité; GAYDON A. G. et PEARSE R. W. B. (*Proc. Roy. Soc.*, 1939, **173**, 37-47). — Cf. **1** D.

Fonction potentielle des mouvements plans de la molécule de benzène. Calcul des fréquences normales planes de vibration des molécules sym-$C_6H_3D_3$, para-$C_6H_4D_2$ et para-$C_6H_2D_4$; BERNARD É., MANNEBACK C. et VERLEYSEN A. [*Ann. Soc. sc. Bruxelles*, 1939, **59**, I (*Math.-Phys.*), 376-402; 1940, **60**, I, 45-59]. — Plusieurs travaux avaient été consacrés à la recherche d'une fonction potentielle des déformations planes, commune à la molécule de benzène et à ses substitués deutérés. Il s'agit d'une fonction limitée aux carrés des déformations planes, ce qui exclut les termes supérieurs d'anharmonicité. Dans l'état actuel de nos connaissances expérimentales, il paraît difficile d'en tenir compte rigoureusement. Entre les valeurs numériques des paramètres principaux de cette fonction, il y avait des discordances de 5 à 10 pour 100, approximation insuffisante, eu égard à la haute précision des fréquences Raman actuellement observées. Cette déficience provient principalement de ce qu'on a négligé tous les couplages dans la fonction potentielle, couplages reconnus possibles par la théorie; les auteurs s'étendent longuement sur ce point. L'anharmonicité, elle, est relativement très faible.

Le présent travail obtient une précision meilleure parce qu'il tient compte de certains couplages, et tout particulièrement du couplage angle-côtés adjacents de l'hexagone déformé, couplage dont le paramètre a une valeur élevée. Les autres, plus faibles, sont encore partiellement indéterminés, leur nombre excédant les données disponibles.

On établit les comparaisons avec les fonctions obtenues par d'autres auteurs : *a*. celle de R. C. Lord et D. H. Andrews (1937) qui se sont servis des formules de E. B. Wilson (1934), identiques à celles du présent travail lorsque tous les couplages y sont négligés; *b*. celle de O. Redlich et W. Stricks (1936), laquelle, du point de vue mathématique et limitée à l'emploi qui en a été fait, était la plus précise de celles obtenues jusqu'ici.

Le critère de la fonction obtenue est la précision avec laquelle on peut *recalculer* les fréquences des

molécules C_6H_6 et C_6D_6, fréquences qui ont servi de point de départ au calcul de la fonction. A partir de là, on calcule les fréquences « planes » des trois molécules *sym*-$C_6H_3D_3$, *para*-$C_6H_4D_2$ et *para*-$C_6H_2D_4$, que l'on compare à l'excellent matériel expérimental déterminé par Langseth et R. C. Lord en 1938. En utilisant une fonction potentielle à 16 paramètres non nuls, les auteurs calculent ou « recalculent » 42 fréquences, savoir : 19 pour C_6H_6 et C_6D_6, 11 pour *sym*-$C_6H_3D_3$, 12 pour les deux molécules *para*, l'erreur maximum ne dépassant jamais 2,1 pour 100. Dans cinq cas, elle a dépassé 1 pour 100, tandis que l'erreur absolue moyenne de l'ensemble n'est que de 0,42 pour 100. Résultat remarquable, vu la complexité du problème et vu qu'aucune correction arbitraire n'a été apportée pour tenir compte de l'anharmonicité des données.

Cette précision donne à penser que la fonction potentielle calculée doit être fort proche de la réalité physique. Aussi, l'espoir a-t-il été déçu qu'une discordance nette des résultats calculés et observés pour la molécule trisubstituée ou pour les molécules *para* aurait permis une retouche de la fonction potentielle et une détermination des six paramètres que les auteurs ont été amenés à annuler arbitrairement.

M. Lecat.

Les fonctions potentielles des halogénures de méthyle; Slawsky Z. I. et Dennison D. M. (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 522-529). — Essai pour trouver une fonction simple. On a essayé une forme valence qui contient quatre constantes k_1 pour l'élongation C–H, c pour l'élongation C–X, k_2 pour la déformation de l'angle H–C–H et k_3 pour la déformation de l'angle X–C–H. On trouve que cette forme doit comporter un terme contenant le produit de la distance X–C et l'angle X–C–H, ceci introduisant une cinquième constante k_4. Les constantes k_1 et k_2 sont déterminées à partir des fréquences du méthane ($k_1 = 4{,}88 \times 10^5$ et $k_2 = 0{,}443 \times 10^5$) et sont considérées comme valables pour tous les halogénures de méthyle. En ajustant les trois constantes restantes, il est possible de calculer huit quantités, les six fréquences fondamentales et deux espacements de structure fine. L'accord avec l'expérience est bon, l'écart moyen étant inférieur à 1 pour 100.

A. Gross.

Électrons Auger et électrons secondaires de rayons X de l'or; Mayo R. L. et Robinson H. R. (*Proc. roy. Soc.*, 1939, **173**, 192-200). — Cf. **1**, 113 D.

Structure hyperfine et effet Zeeman des lignes de résonance du lithium; Jackson D. A. et Kuhn H. (*Proc. roy. Soc.*, 1939, **173**, 278-285). — Observation de la structure hyperfine des deux lignes de résonance de Li_7 par la méthode d'absorption dans trois faisceaux atomiques, et de la structure hyperfine de l'effet Zeeman de la ligne de résonance la plus intense. Les lignes $S_{1/2}$–$^2P_{1/2}$ et $S_{1/2}$–$^2P_{3/2}$ du spectre d'absorption de Li_7 montrent des doublets de structure hyperfine de largeurs semblables de séparation. La détermination de la séparation de l'état fondamental $^2S_{1/2}$ effectuée avec une grande exactitude a conduit à la valeur $0{,}0275 \pm 0{,}0003$ cm^{-1}, donnant un moment magnétique nucléaire $p = 3{,}25$. Pour l'effet Zeeman, on appliqua un champ magnétique transversal de 1250 gauss aux faisceaux atomiques. Les deux composantes Zeeman du spectre d'absorption se composaient chacune de quatre raies, à des distances de 0,005 cm^{-1} l'une de l'autre, en accord avec la valeur $I = 3/2$ du spin nucléaire, déduit des expériences de déviation magnétique. Les mesures des positions des raies d'émission conduisirent à un déplacement isotope pour la raie $S_{1/2}$–$^2P_{3/2}$ égal à 0,365 cm^{-1}, pendant que celui de $S_{1/2}$–$^2P_{1/2}$ est 0,345 cm^{-1}. La séparation du multiplet de l'isotope Li_6 est 0,317 cm^{-1} et celle de Li_7 est $0{,}3372 \pm 0{,}0005$ cm^{-1}.

R. Ackermann.

Effet Zeeman de spectres complexes dans des champs atteignant 100.000 gauss; Harrison G. R. et Bitter F. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 15-20). — On vient de construire un nouvel électroaimant du type Bitter, capable de créer des champs magnétiques atteignant 100 000 gauss, uniformes à 1 pour 100 près dans un volume de 25 cm^3; il comporte 200 spires de ruban de cuivre dans lesquelles peut être envoyé un courant de 10 000 A d'une façon continue, avec un énergique refroidissement par eau. Un arc horizontal d'un type spécial, dont les électrodes sont faites de sels comprimés avec de la poudre d'argent, alimenté par un courant de 4 A, émet transversalement au champ la lumière qui est envoyée à trois spectrographes à réseau; leur ensemble permet de couvrir le domaine compris entre 2000 et 8000 Å en une seule fois. Les composantes polarisées rectilignement sont séparées par un prisme de Rochon en quartz de 5 cm; on obtient des clichés poussés en 5 à 30 min, avec un pouvoir de résolution de 100 000 et au delà. Dans l'ultraviolet, des clichés ont été obtenus pour les métaux suivants : cérium, columbium, erbium, europium, gadolinium, fer, néodyme, praséodyme, rhodium, ruthénium, thorium, tungstène et ytterbium. Sur la plupart de ces clichés, les raies des spectres du second et du troisième ordre sont plus en évidence que celles du premier ordre, et les raies de l'air prédominent. On donne une reproduction d'une partie caractéristique d'un cliché relatif au spectre du rhodium dans des champs de 90 500 et de 70 000 gauss, et un tableau des résultats numériques pour un certain nombre de raies du cérium, du rhodium et du ruthénium. — J. Terrien.

RAYONS X.

Les rayons X et les rayons γ du radium considérés comme facteurs de mutation; Lamarque J. P. (*Bull. Soc. franc. Électr.*, 1940, **10**, 269-291). — Exposé de la transmission des phénomènes d'hérédité par la division cellulaire. Mutations artificielles, obtenues en irradiant la matière vivante par divers rayonnements et principalement par les rayons X et les rayons gamma du radium. L'auteur montre qu'il a été possible, grâce aux radiations, de créer des types qui maintiennent leurs nouveaux caractères dans le temps et la descendance.

Étude des rayons X émis par les gaz raréfiés excités par une décharge électrique; Groven L.

(*Bull. Acad. roy. Belg.*, 1939, **25**, 329-333). — Description de la méthode utilisée pour étudier la production de rayons X dans la décharge en ondes entretenues, avec électrodes extérieures dans les gaz raréfiés. Les trois corps étudiés sont Hg, I et S. La longueur d'onde émise ne dépend pas de la pression ni des dimensions de la cellule.

G. Laplace.

VII. — CHALEUR ET THERMODYNAMIQUE.

DÉFINITIONS, PRINCIPES ET CONSÉQUENCES THÉORIQUES. GÉNÉRALITÉS.

Fluctuations, équilibre thermodynamique et entropie; Kemble E. C. (*Phys. Rev.*, 1939, **56**, 1013-1023). — L'auteur propose une formulaison de la thermodynamique permettant d'éviter les exceptions (fluctuations). 1° Il remplace le système individuel par un « ensemble de Gibbs » consistant en systèmes préparés d'une façon identique; 2° Pour définir l'équilibre thermodynamique il ne considère pas l'isolement du système (procédure α), mais le contact avec un thermostat infini (procédure β), ce qui permet l'application aux systèmes microscopiques. Les théorèmes suivants sont valables : la procédure β produit un ensemble canonique avec une valeur maximum de l'entropie *microscopique* de v. Neumann. La seconde loi peut être établie à la base de la statistique quantique et de cette définition microscopique de l'entropie. Les preuves détaillées suivent dans un second mémoire. — L. Tisza.

Note sur la théorie des liquides; Mott N. F. et Gurney R. W. (*Trans. Faraday Soc.*, 1939, **35**, 364-368). — Cf. **1**, **D**.

Sur la dépendance de l'énergie d'interaction de l'arrangement atomique dans les surstructures des alliages binaires; Lin C. C. (*Chinese J. Phys.*, 1939, **3**, 182-197). — Pour éviter les différences entre la théorie et l'expérience, on considère l'énergie d'interaction, de la théorie des alliages binaires de Bethe, comme une fonction du degré d'ordre et de la composition de l'alliage. Pour les alliages du type AB on trouve que la température critique est une fonction de la composition de l'alliage, et elle est maximum si les deux types d'atomes sont en même nombre et quand une certaine relation entre coefficients de la fonction représentent l'énergie d'interaction, est satisfaite. Dans le cas des alliages AB_3, on applique la théorie de Bragg-Williams.

Le maximum de la température critique s'obtient, pour une composition quelconque, en ajustant les coefficients. Dans le cas des alliages AB la formule de l'énergie de Bethe ne s'applique plus, pour le calcul de la chaleur spécifique on emploie une formule approchée obtenue par analogie avec celle de Bragg et Williams. — M. Surdin.

La nature du processus de fusion de l'argon; Rice O. K. (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 883-892). — L'auteur a déjà développé une étude du phénomène de fusion, faisant emploi des courbes des fonctions thermodynamiques $(\partial E/\partial V)_T$ et $(\partial S/\partial V)_T$ en fonction du volume molaire (*id.*, *ibid.*, 1936, **6**, 472; 1939, **7**, 136). Il montre que les conclusions de cette étude sont en accord avec les résultats expérimentaux de Bridgman sur le diagramme P, V, T de l'argon. Ainsi se trouve considérablement renforcée l'hypothèse qui envisage la fusion comme une transition ordre-désordre du même type que celle des alliages. Il discute les différents types de transition possibles et montre que le nombre de coordination moyen des atomes (qui diminue quand l'ordre diminue) est un paramètre important à considérer dans l'étude des propriétés d'un système. Il ébauche le calcul de la variation d'entropie liée à la variation du nombre de coordination. — M. Bassière.

CHALEUR. TEMPÉRATURE.

La dilatation de l'eau lourde; Stockland K., Ronaess E. et Tronstad L. (*Trans. Faraday Soc.*, 1939, **35**, 312-318). — Cf. **1**, 65 **D**.

Un nouveau pyromètre à rayonnement; Strong J. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1939, **29**, 520-530). — Cf. **1**, 77 **D**.

Note sur la longueur d'onde effective intervenant dans l'étalonnage d'un pyromètre optique à fil disparaissant; Cunnold F. A. (*Phil. Mag.*, 1939, **28**, 588-591). — Cf. **1**, 77 **D**.

Chaleur spécifique d'un liquide monoatomique; Archibald W. J. (*Phys. Rev.*, 1939, **56**, 926-932). — L'auteur, suivant Eyring et Lennard Jones, suppose que l'atome est contraint par les atomes voisins à se déplacer dans une région sphérique et que l'énergie potentielle en tout point intérieur à cette région est calculable si l'on connaît la loi de force entre deux atomes. L'auteur donne l'expression de la chaleur spécifique à volume constant et compare les résultats théoriques et expérimentaux pour l'argon liquide.

G. Dupuy.

Étude comparative des procédés habituel et adiabatique de détermination des chaleurs spécifiques des corps solides aux basses températures; Feodosiev N. (*J. Chim. Phys. russe*, 1938, **12**, 291-308). — L'auteur a comparé la méthode adiabatique et non adiabatique de détermination des chaleurs spécifiques. Il employait, dans les deux cas, le même dispositif calorimétrique dont il donne une description détaillée. Ses expériences ont porté sur le chlorure de potassium, dans l'intervalle de températures de — 190° à l'ambiante. Il a constaté que les résultats fournis par les deux méthodes sont divergents; ceux de la méthode non adiabatique dépendent des qualités du vide et de la conductivité thermique du corps étudié, alors que les résultats des déterminations adiabatiques n'en dépendent pas. — M. Dobine.

La conductibilité thermique des matériaux isolants; Allcut E. A. et Ewens F. G. (*Canadian J. Research*, 1939, **17**, 209-215). — Les auteurs ont mesuré la conductibilité thermique de matériaux isolants fibreux, par la méthode de la plaque chauffante.

Ils ont constaté que la conductibilité ainsi mesurée diffère de celle définie par la formule de Fourier

$$Q = KS\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x},$$

où Q est la quantité de chaleur transmise pendant l'unité de temps, S la section normale au flux d'énergie, $\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x}$ le gradient de température et K la conductibilité.

En particulier, la conductibilité mesurée dépendait des dimensions et de la densité de l'échantillon utilisé. — M. Surdin.

Thermodynamique de l'effet thermomécanique dans l'He *II* liquide; London H. (*Proc. roy. Soc.*, 1939, **171**, 484-496). — Allen et Jones ont mis en évidence, que si deux récipients, contenant de l'He *II*, et reliés par un tube capillaire, sont maintenus à températures différentes, la pression hydrostatique devient plus grande dans le récipient chaud que dans le récipient froid. Quoique cette différence de pression dépende essentiellement du diamètre du tube, elle est considérée par l'auteur comme une grandeur thermodynamique et mise à la base d'une théorie phénoménologique du « transfert réversible » de la chaleur dans l'He *II*. L'analogie avec l'effet de Peltier est développée, où le rôle des deux métaux est joué par le liquide dans une couche attenante à la paroi et le liquide compact. La théorie de Tisza est discutée.

L. Tisza.

Appareil de mesure de la conductibilité thermique des matériaux de construction; Babbitt J. D. (*Canadian J. Research*, 1939, **17**, 164-177). — L'auteur propose aux National Research Laboratories d'accepter l'appareil décrit pour les essais courants.

Cet appareil est destiné à remplacer l'ancien appareil à plaque chaude qui ne mesurait que la conductibilité thermique entre la surface du matériau et la surface de la plaque chaude. L'appareil décrit est constitué par une chambre chauffée à température constante; la paroi séparant cette chambre d'une chambre froide est constituée par le matériau étudié.

Quand l'équilibre thermique est atteint, la conductibilité U peut être calculée à l'aide de la formule suivante :

$$U = \frac{Q}{A}\frac{1}{T_2 - T_1},$$

où Q est la quantité de chaleur qui passe en une heure à travers un élément de surface A de la paroi, T_2 et T_1 sont respectivement les températures de l'air du côté chaud et du côté froid de la paroi. Si l'on exprime Q en B. t. u., A en pieds carrés et les températures en degrés Fahrenheit, U indique le nombre de B. t. u. qui passe en une heure à travers 1 pied carré de paroi, quand la différence de températures entre les deux surfaces de la paroi est égale à 1° F.

B. Perronne-Lubart.

Étude sur la conductibilité thermique et la résistance électrique des fontes; Maréchal J. et Listray I. (*Rev. Métallurgie*, 1939, **36**, 240-250). — Mesure de la conductibilité thermique d'éprouvettes de six échantillons de fontes renfermant Si, Mn, P, S, Cu; le procédé consiste à déterminer, à l'état d'équilibre, la différence des températures entre deux repères pratiqués sur la barre métallique dont une extrémité est chauffée par une résistance électrique logée à l'intérieur même de celle-ci et dont l'autre est refroidie régulièrement. Mesure de la conductibilité électrique par une méthode classique. La loi de Wiedemann-Franz ne s'applique pas.

A. Morette.

Courants thermiques intercristallins, source de frottement interne; Randall R. H., Rose F. C. et Zener C. (*Phys. Rev.*, 1939, **56**, 343-348). — Cf. **1**, 67 **D**.

Le flux périodique de chaleur dans un cylindre creux; Awberry J. H. (*Phil. Mag.*, 1939, **28**, 447-451). — L'auteur examine mathématiquement le problème suivant : la température de la paroi intérieure du cylindre creux varie périodiquement, tandis que sa paroi extérieure perd un nombre de calories proportionnel à l'excès de sa température, vis-à-vis de l'ambiance.

La théorie peut s'appliquer au cas de cylindres de machines, et aussi aux mesures de pertes calorifiques de tubes.

Les résultats s'obtiennent sous forme de fonctions de Bessel de nombres complexes. L'auteur en a déduit les expressions réelles pour les amplitudes et les phases du flux. — B. Gurewitch.

Les coefficients adiabatiques piézooptiques de l'eau et des alcools; Venkataraman K. S. (*Proc. Indian Acad. Sc.*, 1939, **10**, 121-140).

La correction de rayonnement en calorimétrie; Hoare F. E. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 52-65). — Conditions générales d'applications des corrections, et erreurs de nature à se produire. Description de la méthode de Rowland applicable à la méthode des mélanges. Méthode numérique ou graphique de Regnault pour l'évaluation de l'intégrale contenue dans l'équation donnant la température du calorimètre à un instant t. On décrit, en outre, la méthode ingénieuse et peu connue de Dickinson et celle de Nernst et Eucken, cette dernière pouvant être réalisée graphiquement ou numériquement, ne nécessitant pas une connaissance de la température des corps environnants. Exemple numérique. Comparaison avec l'expérience. Tolérance pour la dépense d'énergie dans les mesures de température par la méthode de Eucken et Nernst. — R. Ackermann.

Mesures de la capacité calorifique et de la chaleur de vaporisation de l'eau entre 0° et 100° C; Osborne N. S., Stimson H. F. et Ginnings D. C. (*Bur. Stand. J. Research*, 1939, **23**, 197-260). — Les mesures de la capacité calorifique et de la chaleur de vaporisation de l'eau entre 0° et 100° C. ont été effectuées en vue de procurer une plus grande certitude dans les valeurs de la chaleur spécifique de l'eau pour des buts calorimétriques et une plus grande confiance dans les valeurs de l'enthalpie, ou contenu calorifique de l'eau liquide saturée, H, et des autres propriétés dérivées pour emploi dans les tables de

vapeurs. Description du calorimètre employé. Des mesures de capacité calorifique faites avec l'appareil presque plein d'eau et d'autres avec le calorimètre presque vide de liquide ont permis de tenir compte de la capacité calorifique du calorimètre et d'obtenir une quantité, α, propriété de l'eau seule. Elle diffère de H par une autre quantité, β, et l'on a

$$\alpha = H - \beta, \qquad \text{avec } \beta = Tu\frac{dP}{dT},$$

T, température absolue; u, volume spécifique du liquide saturé; P, pression de vapeur. Des mesures de vaporisation fournissent une quantité, γ, ou énergie ajoutée par unité de masse retirée sous forme de vapeur, qui diffère de la chaleur de vaporisation, L, de la quantité β, soit : $\gamma = L + \beta$. La gamme limitée des températures permettait une plus grande exactitude dans les mesures. Les fuites calorifiques étaient pratiquement nulles grâce à une enveloppe protectrice du calorimètre. L'uniformité de température était assurée par une pompe de circulation à vitesse constante entraînée par un moteur synchrone de 1/75 HP. L'uniformité de température dans l'enveloppe était obtenue par un bain de vapeur saturée facile à contrôler. L'installation thermométrique se composait de thermomètres à bobines de Pt et de 22 couples thermo-électriques. La chaleur ajoutée était mesurée électriquement. L'évaporation était contrôlée par une soupape papillon sensible, elle est d'une importance vitale dans les expériences de vaporisation. Mesures de la capacité calorifique de l'eau : on décrit le procédé expérimental pour la mesure exacte des trois quantités essentielles suivantes : la quantité d'eau soumise au procédé, la quantité d'énergie échangée et le changement d'état produit. Les mesures conduisirent à la formule suivante pour la chaleur spécifique, C_p, en joules absolus par degré-gramme

$$C_p = 4,169828 + 0,000364\,(t+100)^{5,26}.10^{-10} + 0,046709\,(10)^{-0,036\,t}.$$

L'intégration de $C_p\,dt$ donne l'équation pour H à la pression de 1 atm en joules absolus par gramme

$$H_p = 0,102559 + 4,16928\,t + \left[5,8142\,(t+100)^{6,26}.10^{-5} - 0,563485\,(10)^{-0,036\,t}\right]^{t}_{0}.$$

Les chaleurs spécifiques, comparées avec celles d'autres recherches par les méthodes mécaniques et électriques, montrèrent un accord plus satisfaisant des résultats actuels avec ceux de Rowland, de Laby et Mercus, et de Jaeger et von Steinwehr qu'avec ceux de Callendar et Barnes.

Mesures de la chaleur de vaporisation de l'eau : les mesures de la masse d'eau, de l'énergie et du changement d'état sont en grande partie les mêmes que dans des expériences de capacité calorifique; les différences sont indiquées. On décrit les expériences de vaporisation et l'on ne constata aucune quantité appréciable de liquide dans la vapeur produite. Tables des valeurs moyennes de γ entre 0° et 100° C et équation empirique pour γ. Les mesures antérieures faites au Bureau of Standards sont d'une précision inférieure aux résultats actuels qui utilisent un calorimètre perfectionné. Les mesures de la capacité calorifique et de la chaleur de vaporisation exposées dans le présent article sont plus dignes de confiance que celles données entre 0° et 100° C dans les rapports précédents du laboratoire. — R. ACKERMANN.

Quelques problèmes sur la diffraction de la chaleur; LOWAN A. N. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 93-99). — On considère un corps solide semi-infini limité par une surface plane $x = 0$, imperméable à la chaleur, sauf une ouverture par laquelle on communique de la chaleur au corps à une vitesse donnée. Pour un moment donné, la température est partout constante et l'on cherche l'évolution ultérieure de la température. En employant le calcul des opérateurs, l'auteur donne des solutions exactes pour les formes suivantes de l'ouverture : *a*, fuite infinie limitée par deux droites parallèles; *b*, cercle; *c*, forme arbitraire, d'une étendue finie; *d*, la moitié infinie de la surface, $x = 0$, limitée par une droite, $y = 0$. — L. TISZA.

Conductivité thermique du caoutchouc à basse température; SCHALLAMACH A. (*Nature*, 1940, **145**, 67-68). — La conductivité thermique du caoutchouc commercial à la température de l'air liquide est environ le quarantième de celle à la température ordinaire. — L. BRÜNINGHAUS.

Note sur un problème de la conduction de la chaleur; TKANTER C. J. (*Phil. Mag.*, 1939, **28**, 579-583). — La conduction de la chaleur entre deux substances différentes a été traitée par H. S. Carslaw (*Introduction à la théorie mathématique de la chaleur dans les solides*, Chap. XI, 1921) par la méthode des intégrales de contour. Cette méthode est généralisée par l'auteur pour permettre des discontinuités initiales de la température à la surface des milieux. Ce problème a beaucoup d'applications pratiques. La méthode est illustrée par deux problèmes linéaires : 1° deux solides infinis en contact le long du plan $x = 0$. La température initiale est φ pour $x < 0$ et 0 pour $x > 0$; 2° plaque infinie d'épaisseur $2a$, température initiale φ, placée dans un milieu infini de température zéro.
L. TISZA.

Tentative pour mesurer la vitesse de propagation de la chaleur dans l'hélium liquide; GANZ E. (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1940, **26**, 127-130). — Des expériences sur He liquide ayant suggéré que la grande conductibilité thermique observée pourrait être due à la convection produite par « l'effet fontaine », s'expliquant par un transport de liquide le long des surfaces en contact avec le liquide, il paraissait que la conductibilité est au moins partiellement un effet de transport superficiel. Essai de mesure du temps nécessaire à une impulsion calorifique pour se déplacer le long d'un tube capillaire contenant He, pour obtenir des renseignements sur la vitesse impliquée dans un transport superficiel. Description de deux expériences différentes. Dans la première, le capillaire de 0,20 mm était placé à l'intérieur d'une chambre vide d'air immergée dans un bain de He liquide maintenu à 2° K. On constata, après 15 sec, une brusque augmentation et une baisse de température, suivie quelques secondes plus tard par une rapide augmentation; interprétation de l'expérience. Dans la seconde, on essaya de mesurer la diffusion thermique de He. Capillaire en verre avec alésage de 0,5 mm et longueur de 400 cm, immergé directement dans le bain. Les enregistrements des changements de tempé-

rature qui suivaient une impulsion calorifique montrèrent toujours deux maxima atteints à 0,15 et 0,7 sec après l'impulsion, respectivement. Le premier semble représenter la diffusion de He, la vitesse impliquée dans le transport de chaleur dans He est alors très grande. On montre que la grande vitesse de diffusion observée est liée à l'existence d'une couche mince de He adsorbée sur la surface du capillaire et il semble pobable que cette couche puisse avoir une une épaisseur supérieure à quelques atomes.

R. Ackermann.

Mesure de la capacité calorifique d'un petit volume de liquide par la méthode piézothermométrique. I, Appareil pour la mesure de $(\partial T/\partial P)_s$ et résultats pour le benzène et le toluène; Burlew J. S. (*J. Amer. chem. Soc.*, 1940, **62**, 681-689). — La méthode proposée par l'auteur, et qu'il appelle piézothermométrique, consiste à faire deux séries indépendantes de mesures pour évaluer les deux coefficients différentiels à la même température absolue T, figurant dans l'équation

$$c_p = \mathrm{T}\,\frac{(\partial \mathrm{V}/\partial \mathrm{T})_p}{(\partial \mathrm{T}/\partial \mathrm{P})_s}$$

où c_p est la capacité calorifique exprimée en décijoule/degré/gramme, $(\partial V/\partial T)_p$ s'exprime en cm³/degré/gramme et $(\partial T/\partial P)_s$ en degré/bar. L'appareil utilisé permet de travailler sur 5 cm³ de liquide. On discute la précision de la méthode qui a été appliquée pour C_6H_6 de 3 en 3° entre 7°,80 C. et 79°,82 C. et pour $C_6H_5CH_3$ de 3 en 3° de 7°,79 C. à 109°,83 C.

Mme Rumpf-Nordmann.

Id. II. Le coefficient de dilatation thermique du benzène et celui du toluène mesurés à l'aide d'un nouveau type de dilatomètre à pesée; *Ibid.* (690-695). — Description d'un dilatomètre très simple, consistant en une ampoule contenant le liquide étudié; la dilatation de celui-ci chasse une certaine quantité de mercure dont on détermine le poids. Il permet de mesurer le coefficient de dilatation thermique sur des échantillons de 5 cm³ de liquide volatil sur une vaste échelle de température avec une erreur ne dépassant pas quelques dixièmes pour 100. On a déterminé au moyen de cet appareil les valeurs de $(\partial V/\partial T/)_p$ de C_6H_6 et $C_6H_5CH_3$ entre 8° C. et les points d'ébullition de ces substances, et l'on compare avec les résultats d'autres auteurs; on constate un désaccord entre les valeurs courantes de la densité de $C_6H_5CH_3$ à 0 et à 25° C.

Mme Rumpf-Nordmann.

Id. III. Capacité calorifique du benzène et du toluène de 8° C. au point d'ébullition; *Ibid.* (696-700) — On donne en tableau la valeur de la capacité calorifique de C_6H_6 et $C_6H_5CH_3$ entre 8° et respectivement 80 et 110°. En fonction de la température, c_p est exprimé par les équations

$$c_p[C_6H_6] = 1,6673 + 2,047\times10^{-3}t + 3,051\times10^{-5}t^2 - 2,196\times10^{-7}t^3$$

et

$$c_p[C_6H_5CH_3] = 1,6534 + 1,119\times10^{-3}t + 4,294\times10^{-5}t_2 - 2,204\times10^{-7}t^3$$

(l'unité étant le joule).

On compare les valeurs obtenues par ces deux substances d'après les mesures de $(\partial V/\partial T)_p$ et $(\partial T/\partial P)_s$ sur des échantillons de 5 cm³ avec celles que donnent d'autres travailleurs. On observe un accord satisfaisant et l'on remarque qu'il n'y a pas de preuve de l'allotropie de C_6H_6. — Mme Rumpf-Nordmann.

Mesures absolues dans la région de pression allant jusqu à 30.000 kg cm²; Bridgman P. W. (*Phys. Rev.*), 1940, **57**, 235-237). — Il y a intérêt d'établir des pressions de référence dans toute la région 0-30 000 kg/cm², comme on le fait pour la température.

L'auteur propose les pressions de référence suivantes :

7640 kg/cm², pression de solidification du mercure à 0° C.

13 715 kg/cm², pression de solidification du mercure à 30° C.

25 420 kg/cm², pression de transition du BiI au BiII à 30° C.

23 350 kg/cm², pression de transition du BiI au BiII à 75° C.

Si l'on trace les variations de résistance électrique des jauges en manganin, utilisées par l'auteur, en fonction du carré de la pression, on obtient une droite avec une grande approximation.

Pour l'échelle de compressibilité, l'auteur donne une formule de la compressibilité linéaire du fer pur en fonction de la pression à 24° C. et 75° C.

M. Surdin.

Méthode directe de calibrage d'un couple cuivre-constantan pour la mesure de différences de température pour une série de températures; Burlew J. S. et Smith R. P. (*J. Amer. Chem. Soc.*, 1940, **62**, 701-704). — Cf. **1**, 110 D.

Le point de congélation du rhodium; Barber C. R. et Schofield F. H. (*Proc. roy. Soc.*, 1939, **173**, 117-125). — L'échelle des températures internationale en vigueur depuis 1927 est basée sur les valeurs assignées aux points d'ébullition et de congélation des substances pures; le point le plus élevé est le point de congélation de l'or, 1063°,0 C., la loi du rayonnement de Wien étant employée pour extrapoler à partir de cette température. Cependant, des déterminations directes de températures plus élevées présentent un intérêt considérable. Méthode employée : un pyromètre optique est d'abord étalonné sur un corps noir au point de congélation de l'or, et un dispositif d'absorption est ensuite appliqué à un corps noir au point de congélation à déterminer de façon à réduire son éclat pour l'assortir à celui du point d'or. Une connaissance du pourcentage d'absorption du dispositif et la longueur d'onde impliquée donnent, d'après la loi de Wien, la température cherchée. Pour $\lambda = 0,66\,\mu$, le rapport d'éclat au point du Rh à celui de Au est 700/1. Les résultats obtenus montrent un très bon accord entre les moyennes de 40 fusions et de 40 congélations; les limites d'exactitude, d'après les auteurs, sont de ± 3° C. La valeur pour le point de fusion ou le point de congélation du rhodium est 1966° C. ± 3° C. Cette valeur ne peut être distinguée de celle obtenue en utilisant la même méthode par le « National Bureau of Standards ».

R. Ackermann.

La chaleur spécifique de l'eau et de l'eau lourde; COCKETT A. H. et FERGUSON A. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 185-199). — Les auteurs ont mesuré la chaleur spécifique de l'eau et de l'eau lourde entre 10° et 50° C. La méthode employée est celle de Ferguson-Miller (*Proc. Phys. Soc.*, 1933, XLV, 194), la précision des mesures est de 0,1 pour 100. On trouve que les deux chaleurs spécifiques passent par un minimum vers 40° C. — M. SURDIN.

Chaleur spécifique du mercure, de l'indium et du thalium supra-conducteurs; MISENER A. D. (*Proc. roy. Soc.*, 1940, **174**, 262-272). — Cf. **1**, 109 D.

Distributions de température et de pression de vapeur autour d'un cylindre horizontal mouillé; POWELL R. W. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 274-284). — Description d'expériences dans lesquelles des psychromètres à couples thermo-électriques non ventilés sont employés pour déterminer les distributions de température et de pressions de vapeur d'eau au-dessus, au-dessous et sur l'un des côtés de la surface mouillée d'un cylindre horizontal. Le diamètre extérieur du cylindre mouillé était de 0,92 cm. Deux expériences donnant les résultats pour températures des couples mouillés et secs. Couple sec : *a*. sans chauffage électrique, la surface du cylindre était refroidie par évaporation jusqu'à 4°,5 C. au-dessous de l'air ambiant; *b*. la surface mouillée était maintenue à 2°,4 C. au-dessus de l'air en fournissant de l'énergie électrique au taux de 0,0524 W/cm de longueur. Dans la condition *a*, le taux de changement de la température de l'air avec la distance à la surface est plus grande au-dessus du cylindre qu'au-dessous; l'inverse est vrai pour la condition *b*. Ces résultantes sont compatibles avec un mouvement descendant de l'air dans *a* et un mouvement ascendant dans *b*. Même inversion pour les lectures du couple mouillé, les plus grands taux de changement étant au-dessus du cylindre en *a* et au-dessous en *b*. Les pressions de vapeur en fonction de la distance ont été calculées d'après les courbes des variations de température des couples mouillé et sec pour les deux conditions *a* et *b*; les courbes tracées par les valeurs expérimentales des pressions de vapeur convergent vers une valeur commune à la surface égale à la pression de vapeur de saturation sur cette surface. Les formes des lignes de pression de vapeur constante pour les deux conditions montrent bien l'existence d'un courant de convection descendant pour *a* et ascendant pour *b*. Expérience en vue de rechercher la température à laquelle se produit le changement dans la direction du courant de convection établi par la surface mouillée; elle est de l'ordre de 1° C. au-dessous de celle de l'air ambiant. La vitesse d'évaporation est minimum à la température pour laquelle le courant change de direction. En se basant sur l'hypothèse que la totalité du transport d'humidité a lieu par pure diffusion, l'expression

$$D = \frac{R \log_0 \frac{r_2}{r_1}}{2{,}73(C_1 - C_2)},$$

(R = masse d'eau évaporée par seconde de 1 cm de longueur du cylindre; r_1 = rayon du cylindre; $r_2 = r_1 + d$ avec d = distance de la surface à laquelle les mesures sont faites; C_1 et C_2, concentrations correspondantes de la vapeur d'eau dans l'air), donne le coefficient de diffusion de la vapeur dans l'air. On trouva des valeurs de 0,28 cm²/sec et de 0,20 cm²/sec. Valeur acceptée de 0,25 cm²/sec à 21° C.

R. ACKERMANN.

CHANGEMENTS D'ÉTAT. ÉQUATIONS D'ÉTAT.

La structure du potassium liquide; GINGRICH N. S. et WALL C. N. (*Phys. Rev.*, 1939, **56**, 336). — La méthode de Wall pour le calcul du volume libre par atome dans un liquide a été appliquée, pour le potassium liquide, en utilisant les courbes de distribution atomique pour le potassium à 70° C et à 395° C, données par Thomas et Gingrich. A l'aide des volumes libres à ces températures les entropies du liquide à son point de fusion et son point d'ébullition sont obtenues. Ces valeurs et celle du potassium solide à son point de fusion et de la vapeur de potassium à son point d'ébullition fournissent les entropies de fusion et d'évaporation. De là, on tire la valeur de 2,06 kj/mol-g pour la chaleur de fusion et de 87,5 kj/mol-g pour la chaleur d'évaporation. Ces valeurs théoriques sont comparées avec les valeurs observées respectives de 2,38 kj/mol-g et de 84,0 kj/mol-g. — K. MINASSIANOVA.

Théorie élémentaire de la condensation; CERNUSCHI F. et EYRING H. (*J. Chem. Phys.*, 1939, **7**, 547-551). — Théorie basée sur l'hypothèse de la présence de pôles dans une structure à réseau et en utilisant une méthode analogue à celle utilisée dans le traitement de l'ordre et du désordre dans les alliages. Ce traitement fournit une théorie élémentaire de la condensation et une explication simple des phénomènes critiques dans les liquides ainsi qu'une courbe théorique de la densité de vapeur et du liquide en fonction de la température qui est en accord avec la courbe expérimentale. L'existence de plus d'une phase devient une conséquence de la théorie.

A. GROSS.

Les chaleurs latentes de sublimation et d'évaporation de certaines substances; HUME-ROTHERY W. (*Phil. Mag.*, 1939, **28**, 465-480). — L'auteur a calculé, pour une quarantaine de corps, le rapport de la chaleur de sublimation du solide λ_s, à la chaleur d'évaporation du liquide λ_l au point triple.

Pour certains corps les valeurs de λ ont été calculées à l'aide de la formule de Clausius-Clapeyron et la pression de vapeur saturante pour laquelle on a adopté une formule de la forme

$$\log p = -\frac{a}{T} + b.$$

On trouve que ce rapport $\frac{\lambda_s}{\lambda_l}$ peut être représenté pour chaque substance par un rapport de deux nombres entiers pris parmi les nombres compris entre 1 et 8.

L'auteur suggère que ces relations pourraient s'expliquer en tenant compte des structures relatives du liquide et du solide. — M. SURDIN.

Relation entre la constante diélectrique et la pression interne des liquides non polaires; COOMBER D. I. (*Trans. Faraday Soc.*, 1939, **35**, 304-307). — Cf. **1**, 71 D.

Le coefficient d'inversion de Joule-Thomson des récentes équations d'état; CORNER J. (*Trans. Faraday Soc.*, 1939, **25**, 784-792). — A l'aide des équations d'états, l'auteur a calculé la courbe $f(T_r, P_r)$ (où Tr et Pr sont les températures réduites), pour laquelle le coefficient de Joule Thompson s'annule; il a composé cette courbe aux résultats expérimentaux relatifs à quelques gaz (Ar, CO_2, N_2 et l'air).

L'équation de Lennard-Jones et Devonshire donne des résultats satisfaisants dans la région des fortes densités seulement, pour laquelle elle a été imaginée; le contraire a lieu pour l'équation de Boer et Michels. La première donne les meilleurs températures et la seconde les meilleurs volumes et pressions critiques.

B. VODAR.

Théorie générale de fluctuations en hétéro-phase et des phénomènes de prétransition; FRENKEL J. (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 538-547). — Généralisation d'un article précédent (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 200) sur la théorie statistique des phénomènes de condensation, basée sur l'idée que la transition macroscopique d'une substance d'une phase A à une phase B est précédée par la formation de petits noyaux de la phase B dans A, ces noyaux étant considérés comme résultant des fluctuations de densité d'hétérophase ou comme les manifestations d'un équilibre statistique généralisé dans lequel ils jouent le rôle de particules dissoutes où la phase A peut être considérée comme le solvant. L'application de la théorie générale aux phénomènes de préfusion dans les cristaux conduit à une explication quantitative de l'accroissement anormal de la chaleur spécifique et du coefficient de dilatation (ainsi que de la conductivité électrique dans le cas des substances ioniques) au voisinage immédiat du point de fusion conventionnel. Les transitions d'ordre supérieur et les points de Curie sont également discutés du même point de vue. — A. GROSS.

Fluctuations hétérophases et phénomènes de prétransition; BRODY J. (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 972). — L'auteur revendique la priorité (*id.*, *Physik. Z.*, 1922, **23**, 197) de remarques développées par Frenkel (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 200 et 538) sur le phénomène de préfusion.

M. BASSIÈRE.

États correspondants des liquides parfaits; PITZER K. S. (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 583-590). — Certaines hypothèses sur les propriétés moléculaires et les constantes statistiques classiques permettent un développement de la théorie des états correscorrespondants de Van der Waals sans faire d'approximations mathématiques. L'argon, le krypton et le xénon qui se comportent selon ces hypothèses et présentent la correspondance espérée sont choisis comme standards et le nom de liquide parfait est proposé pour leur façon d'être. On discute, d'autre part, les écarts par rapport à cet état pour un grand nombre de corps, on considère surtout les capacités thermiques et les entropies de vaporisation qui peuvent être comparées aux points où le rapport volume vapeur/volume liquide a la même valeur. — A. GROSS.

Équation d'état du néon, de l'argon, du krypton et du xénon solides; KANE B. G. (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 603-613). — On suppose que l'interaction de 2 atomes de gaz rares est de la forme $-Ar^{-6}+B\,(\exp^{-r/\rho})$. Les valeurs de A et B sont calculées à partir des distances du réseau et des chaleurs de sublimation pour $\rho = 0{,}209$ Å et $\rho = 0{,}345$ Å. On calcule ensuite les équations d'état des solides, y compris le θ de Debye et les cassures apparaissant à quelques degrés du point de fusion. Pour le krypton, le coefficient de dilatation et la chaleur spécifique sont plus élevés à haute température. — A. GROSS.

Les systèmes condensés considérés du point de vue dissociation; BAND W. (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 927-931). — On poursuit une étude déjà ébauchée (*id.*, *ibid.*, 1939, **7**, 324) pour l'étendre à la région voisine du point critique. On remarque que la méthode de calcul qui avait été proposée n'est pas rigoureuse, mais est en fait une approximation analogue à celle des gaz parfaits, applicable aux courbes de tension de vapeur saturante. — M. BASSIÈRE.

Compressions allant jusqu'à 50.000 kg/cm²; BRIDGMAN P. W. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 237-239). — Note résumant le travail fait par l'auteur dans cette région des pressions. On donne un tableau de variation du volume avec la pression, pour une cinquantaine de corps. Les détails des mesures et la description des appareils doit paraître dans les *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences*.

M. SURDIN.

Remarques sur la théorie vacuolaire de la condensation; KIRKWOOD J. G. (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 908-911). — Cf. **1** 108 D.

CYCLES. MACHINES THERMIQUES.

Influence des écrans sur la séparation thermique des gaz; BREWER A. K. et BRAMLEY A. (*J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 972). — L'introduction d'écrans dans les colonnes pour séparation thermique des gaz assure une meilleure définition des tourbillons et a pour effet d'augmenter le pouvoir séparateur de la colonne.

M. BASSIÈRE.

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. 114156 IMP. GAUTHIER-VILLARS, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1940.